Ioan N. Popescu

GRAVITAȚIA



O treime din această lucrare este dedicată prezentării critice a teoriei actuale a gravitației (în varianta sa newtoniană și relativistă), care își are sorgintea în sistemul copernican al lumii, a triumfurilor și eșecurilor acestei teorii în interpretarea mișcării observate a aștrilor și a altor fenomene gravitaționale.

Următoarea treime este dedicată prezentării unei noi teorii, în întregime originală, a gravitației — gravitovortexul — al cărei model fizic fundamental nu îl mai constituie sistemul nostru solar, ci galaxia, această entitate fundamentală a naturii, pe care observațiile astronomice o revelează a fi adevărata celulă constitutivă a universului.

GRAVITAȚIA

Ioan N. P

GRAVITAȚIA



O treime din această lucrare este dedicată prezentării critice a teoriei actuale a gravitației (în varianta sa newtoniană și relativistă), care își are sorgintea în sistemul copernican al lumii, a triumfurilor și eșecurilor acestei teorii în interpretarea mișcării observate a aștrilor și a altor fenomene gravitaționale.

Următoarea treime este dedicată prezentării unei noi teorii, în întregime originală, a gravitației — gravitovortexul — al cărei model fizic fundamental nu îl mai constituie sistemul nostru solar, ci galaxia, această entitate fundamentală a naturii, pe care observațiile astronomice o revelează a fi adevărata celulă constitutivă a universului.

În sfîrşit, ultima treime a lucrării de faţă este dedicată analizei modului în care noua teorie este capabilă să interpreteze corect fenomenul gravitaţional în nesfîrşitele sale aspecte concrete, de la mişcarea intraatomică pînă la mişcarea galaxiilor, dar, în mod special, aspectele sale terestre, care prezintă un interes deosebit datorită implicaţiilor largi pe care le au în viaţa noastră cea de toate zilele.

Imaginea coordonată a naturii înconjurătoare, care rezultă conform cu noua teorie a gravitaţiei, diferă profund de imaginea convenţională; în consecinţă, lucrarea de faţă este o încercare temerară de a reconsidera, dintr-un punct de vedere inedit, una dintre manifestările fundamentale ale naturii, gravitaţia.

Ioan N. Popescu

GRAVITAŢIA



În sfîrșit, ultima treime a lucrării de față este dedicată analizei modului în care noua teorie este capabilă să interpreteze corect fenomenul gravitațional în nesfîrșitele sale aspecte concrete, de la mișcarea intraatomică pînă la mișcarea galaxiilor, dar, în mod special, aspectele sale terestre, care prezintă un interes deosebit datorită implicațiilor largi pe care le au în viața noastră cea de toate zilele.

Imaginea coordonată a naturii înconjurătoare, care rezultă conform cu noua teorie a gravitației, diferă profund de imaginea convențională; în consecință, lucrarea de față este o încercare temerară de a reconsidera, dintr-un punct de vedere inedit, una dintre manifestările fundamentale ale naturii, gravitația.

Lei 72

Ioan N. P

GRAVITAȚIA



Ioan N. Popescu

GRAVITAȚIA

Ioan N. Popescu • GRAVITAȚIA

„Teoria gravitației, inițiată de Newton și completată de Einstein, se găsește astăzi într-o izolare maiestuoasă — un adevărat Taj Mahal al științei — care nu are decît foarte puțin sau deloc de-a face cu progresul rapid din alte ramuri ale științei".

G. GAMOW,
Laureat al premiului Nobel

Coperta de SIMONA NICULESCU

Dr. Ioan N. Popescu

GRAVITAȚIA

Pledoarie pentru o nouă teorie a gravitației



EDITURA ȘTIINȚIFICĂ ȘI ENCICLOPEDICĂ
București. 1982

Soției mele, Elena Popescu, *care, prin devotamentul și abnegația de care a dat dovadă, a făcut posibilă elaborarea acestei lucrări.*

PREFAȚĂ

Semnatarul acestor rînduri n-a crezut niciodată în utilitatea unui asemenea text preliminar, în particular, cînd el nu aparține autorului cărții pe care o precedă. Dacă, solicitat să prefațeze această *Pledoarie pentru o nouă teorie a gravitației*, a acceptat totuși s-o facă — ce-i drept nu fără ezitări — este nu numai pentru că problema ce i se punea avea contingențe cu preocupările sale, dar și pentru că a simțit că avea ceva de spus despre carte.

De regulă, prefața scrisă de altcineva decît autorul cărții este o prezentare cu caracter de recomandare. Poate că, într-un anumit sens, nici în cazul de față nu se face excepție de la regulă, deși cartea prezentată nu are nevoie de recomandare. Se întîmplă însă că chiar ceea ce prezentul prefațator a considerat că se cuvine spus despre carte constituie oarecum o recomandare, așa că prefața s-a conturat imediat de la sine, în termeni nu prea depărtați de cei convenționali, adaptați totuși cazului particular avut în vedere.

Scriitorul rîndurilor de față a început lectura voluminosului manuscris în care se prezenta ceea ce autorul a ținut să numească *Pledoarie pentru o nouă teorie a gravitației* fără a avea prea multe informații despre acesta, căci el nu se mai manifestase public, sub nici o formă, în domeniul în care se afirma masiv acum. Avantajul principial pe care-l prezenta pentru obiectivitatea eventualelor aprecieri era însă handicapat de aprehensiunea cu care era abordată lectura, căci experiența foarte puțin plăcută a contactului cu multe texte apocrife, scrise de pseudosavanți pretențioși, convinși că folosind o documentare la nivelul publicațiilor de popularizare sînt în stare să atace cele mai grele probleme ale științei pentru a le „rezolva" prin improvizații revoluționare, sensibilizase alergic pe lectorul manuscrisului față de orice încercare extraprofesională de manifestare în domeniul său de preocupări mai mult sau mai puțin profesionale. A fost cu atît mai mare și cu atît mai agreabilă surpriza lui cînd a constatat, încă de la primele pagini, că de astă dată era vorba de un autentic gînditor, amplu și amănunțit informat asupra problemelor a căror examinare o întreprindea, aducînd în expunerea și analizarea lor nu numai o cunoaștere temeinică și o înțelegere profundă, ci și conștiința propriei capacități de a contribui cu un aport semnificativ la progresul spre lămurirea lor, alături de dorința de a transmite și altora gîndurile sale, polarizate în jurul unei probleme primordiale a universului, aceea a gravitației.

Lectura manuscrisului n-a produs însă viitorului prefațator numai plăcere, ci — la o primă considerare a destinației cărții — i-a trezit și o nedumerire: cui se adresa autorul? Pentru un specialist, chiar cu perspective largi, cartea părea să cuprindă prea multe explicații și să fie prea enciclopedică, dacă nu prin tematica propriu-zisă în orice caz prin prelungirile ei, iar pentru

un laic, chiar cu interese profunde, ea părea prea esoterică, atît prin simbolismul matematic cît și prin gradul de detaliere utilizate în prezentarea problemelor, amenințînd să fie numai parțial accesibilă, unuia și altuia, datorită amploarei frontului de investigație, poate și tacticii folosite. Ceea ce îi mai accentua nedumerirea cu privire la destinația cărții era și partea ei de contribuție personală a autorului, evidentă pentru specialist ca și pentru amator, prezentînd, totuși, grade diferite de interes: pentru unul mai mult prin puterea ei de cuprindere fidelă a ansamblului de fapte cunoscute la ora actuală, iar pentru celălalt preponderent prin noutatea ei.

La examinarea situației într-o perspectivă comparabilă, *mutatis mutandis*, cu aceea oferită de distanța de la care copacii nu mai împiedică să se vadă pădurea. nedumerirea aceasta s-a împrăștiat. Considerat dintr-un punct de vedere cu totul general, conținutul cărții prezintă, în mod evident, un element de puternic interes comun pentru specialist ca și pentru nespecialist, pentru orice om de cultură doritor să nu rămînă departe de una dintre problemele majore ale universului, intrinsec permanentă, iar prin manifestări recente, de stringentă actualitate, invitația la gîndire transmisă de carte. Poate tocmai în această continuă, dar discretă, solicitare a gîndirii proprii a cititorului își are originea principala calitate a cărții, aceea de a trezi și de a menține viu interesul pentru probleme destul de speciale, în cercuri probabil destul de largi de cititori, indepedent de angajamentele lor profesionale, dar în evidentă dependență de capacitatea lor de gîndire. Prezentîndu-se cu acest titlu, cartea nu poate fi lipsită de destinatari, cu preocupări în diferite direcții și la diferite niveluri, avînd în comun dorința și facultatea de a gîndi, chiar și în condițiile de austeritate ale problemelor științifice fundamentale.

Nu este lipsit de interes pentru acești beneficiari potențiali ai cărții să știe, de la început, că autorul ei nu este un revoluționar cu orice preț în domeniul pe care-l supune unei atente analize critice. Informîndu-se asupra realizărilor de pînă acum pe plan conceptual ca și pe planul faptelor de observație și experiență privind cele mai variate manifestări a ceea ce s-a numit atracția universală, confruntîndu-le și meditînd asupra semnificației raporturilor dintre ele, el a constatat că actuala lege a gravitației — legea lui Newton — este depășită, neputînd cuprinde, cu toată finețea, fenomene foarte diverse ale universului, desfășurate la cele mai diferite ordine de mărime ale scării elementelor în joc, ca întindere în spațiu sau ca durată în timp, de la particule elementare la planete și galaxii. Astfel, autorul vorbește frecvent — și nu fără justificare — despre „lipsă esențială", „punct slab", „lipsuri fundamentale intrinseci", „eșecuri certe" ale teoriei newtoniene, explicîndu-le însă, pertinent: „este sigur faptul că nu atît în formalismul matematic va trebui să căutăm eventualele lipsuri. ci. mai ales, în fenomenele și modelul fizic care i-au dat naștere și care se bazează implicit pe informațiile asupra sistemului nostru solar de acum aproape 400 de ani". Concluzia este — și ea constituie punctul de plecare al pledoariei autorului — că apare cu stringență necesitatea unei noi legi a gravitației, bazată amplu pe toate datele de observație și experiență disponibile acum și în stare să descrie și să explice toate particularitățile fenomenelor cunoscute în prezent. Nepotrivirile dintre prevederile legii lui Newton și observațiile cantitative precise de azi, discrepanțele dintre cadrul conceptual și fondul faptic sînt în prezent atît de grave prin numărul și prin varietatea lor, încît impun elaborarea unei noi teorii și nu doar peticirea celei vechi, cum s-a făcut, în repetate rînduri, pînă acum. un exemplu în această privință fiind „corecția pe care Einstein o aduce legii gravitației a lui Newton pentru a o face compatibilă cu datele de observație".

Este de subliniat, în această ordine de idei, selectarea critică a fenomenelor, a faptelor pe care autorul își fundamentează concepția proprie. Căci este bine să se atragă, din capul locului, atenția cititorului acestei cărți că ea este mai mult decît indică titlul ei: nu numai că ea pledează pentru o nouă teorie a gravitației, demonstrîndu-i necesitatea, dar și prezintă o asemenea teorie, „un model matematic adecvat: cîmpul gravitovortex". Prezentarea este precedată de indicarea căii urmate pentru elaborarea noii concepții: „metoda de cercetare pe care ne-am propus-o, aceea de a deduce concluziile noastre numai din fenomene și de a evita artificiile matematice apriorice. . .". Selectarea fenomenelor, a faptelor este făcută în acord cu criteriile care rezultă din aprecierea lui Henri Poincaré, după care „există o ierarhie a faptelor; unele sînt fără bătaie lungă, nu ne informează decît despre ele însele" pe cînd altele sînt „fapte de mare randament, fiecare din ele ne învață o lege nouă. Și pentru că trebuie făcută o alegere, de acestea de pe urmă trebuie să se lege omul de știință". Este un merit deosebit al autorului *Gravitației* de a fi ales asemenea fapte de mare randament, elocvente din dublul punct de vedere al neîncadrării lor perfecte în vechile concepții, bazate pe legea gravitației universale a lui Newton, și al ilustrării convingătoare a capacității de descriere fidelă a lor prin modelul cîmpului gravitovortex. Cu totul remarcabil apare faptul că aceste fapte se situează la cele mai diferite scări, în microcosmos, adică la nivel atomic sau subatomic, ca și în macrocosmos, la nivelurile sistemelor planetare, stelare și galactice.

Nu poate scăpa cititorului mai mult sau mai puțin avizat importanța ultimei părți a cărții, aceea în care autorul aruncă adevărate punți peste prăpăstii, sugerînd, dacă nu chiar stabilind, totdeauna legături nebănuite, între fenomene cu totul diferite. Frecvența de apariție a aurorelor polare și inversiunile cîmpului geomagnetic, menținerea sarcinii electrice a Pămîntului și paleomagnetismul, anomaliile magnetice și cutremurele de pămînt, orogeneza și deriva continentală etc. nu mai apar ca elemente disparate, ci par a se integra, în viziunea autorului, într-un ansamblu unitar, reprezentînd o imagine coordonată a structurii și dinamicii planetei noastre, bine descrisă și coerent explicată, cel puțin parțial, în termenii pledoariei lui. Și coordonarea este vast extinsă în timp și spațiu, căci — în cuvintele autorului — „teoria noastră gravitațională descrie un sistem solar în permanentă evoluție". spre deosebire, am adăuga noi, de mecanica cerească clasică, bazată pe legea lui Newton, „un foarte bun congelator pentru produsele uzinei noastre cosmogonice", cum o prezenta acum mai bine de zece ani Alfvén într-o conferință de mare sinteză asupra originii sistemului solar, după ce constata că. în termenii acestei mecanici, „sistemul solar este azi aproximativ în aceeași stare în care a fost lăsat de procesele cosmogonice".

Imaginea coordonată ale cărei principale contururi se desprind din ultima parte a cărții constituie de fapt adevărata ei încheiere. Autorul a preferat această încadrare larg geofizică a concepțiilor sale gravitaționale unui final de tip obișnuit, reprezentat de un rezumat-sinteză al lucrării, cu sublinierea principalelor ei concluzii. Poate că a avut dreptate să procedeze așa, avînd în vedere elocvența, căldura și vioiciunea expunerii rezultatelor sale în cadrul diverselor capitole ale cărții, chiar sau mai ales dacă se ține seama de caracterul de pledoarie pe care a ținut să-l imprime acesteia.

Dacă autorul n-a ținut să scoată în relief, în finalul lucrării, ceea ce constituie esențialul contribuției sale, este probabil și pentru că a acordat toată încrederea sa cititorului, lăsîndu-l s-o facă singur, prin aprecierea măsurii în care această contribuție reprezintă o teorie reușită, o teorie utilă.

El s-a mulţumit să exploateze posibilitatea semnalată de astronomul englez Herbert Dingle în legătură cu una dintre problemele fundamentale ale gravitaţiei: „Nici Newton, nici Einstein nu pot fi consideraţi a fi spus ultimul cuvînt în acest subiect. Este drum deschis pentru oricine să abordeze din nou problema şi să introducă concepţii noi, pe care le poate găsi utile". Desigur, autorul acestei cărţi a introdus asemenea concepţii şi le-a găsit utile. Rămîne ca ele să fie considerate şi de comunitatea ştiinţifică tot aşa, căci mai mult nu este rezonabil. „Supunerea la tentaţia de a considera o teorie reuşită ca un adevăr bine stabilit este ultima infirmitate a unui spirit nobil", spune acelaşi astronom englez, în acelaşi context.

Dacă îi este permis prefaţatorului să dea şi un sfat cititorului — pînă acum doar l-a informat şi, oarecum, l-a prevenit —, acesta ar fi să acorde atenţie la tot ce spune autorul şi chiar dacă se simte îndemnat — în acord cu ultimul citat — să nu considere totul drept adevăr absolut, să ştie că totul este important.

Prof. LIVIU CONSTANTINESCU
membru corespondent al Academiei

1. O ISTORIE DE PESTE DOUĂ MILENII

1.1. SISTEMUL GEOCENTRIC AL LUI PTOLEMEU

Forța de atracție gravitațională dintre diversele corpuri materiale este — comparativ cu alte tipuri de forțe — extrem de slabă. De exemplu, în cazul atracției dintre un proton și un electron, ea este de circa 10^{40} ori mai slabă decît forța de atracție electrostatică. Pentru a pune în evidență direct și a măsura o astfel de forță este nevoie să se utilizeze aparate moderne, ultrasensibile sau să se ia în considerație interacțiuni dintre corpuri cu mase foarte mari.

Nu este deci de mirare că legile atracției gravitaționale au fost descoperite mai întîi „în ceruri", din observarea mișcării planetelor — cu masele lor enorme — în jurul Soarelui. De aceea, scurta noastră incursiune în istoria (de fapt în preistoria!) teoriei gravitației, va fi o trecere în revistă a evoluției diverselor reprezentări asupra acestei mișcări. Dintr-o astfel de perspectivă istorică rezultă simplu că nu pe calea raționamentelor apriorice abstracte și a soluțiilor matematice elegante, la care ele ar putea conduce, s-a ajuns la elaborarea unei astfel de teorii, cu ajutorul căreia calculăm astăzi exact mișcarea corpurilor cerești naturale sau a celor create de mintea și mîna omului.

Observații asupra cerului și asupra mișcării corpurilor sale strălucitoare s-au făcut desigur din timpuri imemoriale, dar primele documente scrise, cu observații efectuate într-un anumit scop — cunoașterea timpului și săvîrșirea unor ceremonii religioase — le avem din biblioteca regelui asirian Asurbanipal și sînt datate în jurul anului 800 î.e.n. Asemenea observații s-au făcut pretutindeni, în China, în Caldeea, în Asiria, în Babilon. În jurul anului 500 î.e.n. savanții antichității grecești făceau deja primele tentative de a explica mișcarea observată a aștrilor și de a elabora o teorie a acestei mișcări, care să permită prezicerea poziției unui anumit astru pe cer, la un moment dat.

O sinteză a rezultatelor obținute prin aceste eforturi continue, pe o perioadă de aproape un mileniu, ne-a parvenit prin lucrarea lui Ptolemeu, *Megale Syntaxis* („Compunerea cea mare"), elaborată în cel de al doilea secol al erei noastre, care cuprinde un catalog al stelelor fixe și o expunere matematică elevată a teoriei mișcărilor planetare concepută de antichitate (teoria epiciclurilor), al cărui fundament îl constituie ideea unui Pămînt imobil, în jurul căruia se mișcă circular și uniform Soarele, Luna, planetele și întreaga boltă cerească. Este ceea ce se cunoaște sub denumirea de sistemul geocentric al lui Ptolemeu, care reflectă, după părerea noastră, nu atît ideile retrograde ale vremii sale — cum s-a scris adesea — cît, mai ales, posibilitățile foarte limitate ale științei acelei vremi. Ce-i drept, încă înainte de Ptolemeu, cîțiva filozofi ai Greciei antice (Philolaos, Aristarh din Samos ș.a.) au emis teza unui Pămînt care s-ar deplasa în spațiu și care în plus s-ar roti

în jurul axei sale, deplasarea observată a bolții cerești nefiind decît o mișcare aparentă, dar acestea nu erau decît simple ipoteze, care nu păreau sprijinite de experiență și de observație și — ceea ce este mai important — nu erau în măsură să conducă la stabilirea unor metode concrete de calcul a traiectoriilor aparente ale planetelor pe cer. Sistemul lui Ptolemeu a rămas de aceea alfa și omega astronomiei timp de paisprezece secole.

Într-adevăr, dacă observăm stelele în timpul nopții, avem impresia clară că ele sînt fixe pe bolta cerească și că această boltă se rotește ca un tot în jurul Pămîntului, făcînd o rotație completă în 24 de ore; această mișcare diurnă se repetă cu regularitate de ceasornic, zi de zi, fără nici o variație aparentă. De aceea, stelele cerului au fost numite de la început *stele fixe* și încă de timpuriu astronomii au desenat hărți ale firmamentului cuprinzînd toate constelațiile vizibile.

Cum, pe de altă parte, nu există nici o dovadă directă că Pămîntul s-ar mișca într-un fel oarecare (nimeni nu simte o astfel de mișcare), cea mai simplă (și sprijinită pe fapte) presupunere a fost aceea a unui Pămînt imobil, în jurul căruia se învîrte, de la est către vest, întreaga boltă cerească.

Această concepție era sprijinită de o mulțime de alte fapte direct observabile, în special de mișcarea Soarelui, a Lunii și a planetelor. Toate aceste corpuri cerești se mișcă în raport cu un observator terestru — la fel ca și întreaga boltă cerească — de la est către vest. Dar observarea atentă a deplasărilor lor, față de stelele „fixe", pune în evidență — prin efect de distanță — o mișcare diferențiată, care permite să tragem concluzii cu privire la forma și dispunerea traiectoriilor lor în spațiu și să ne imaginăm — într-un fel sau altul – structura întregului univers observabil.

Astfel Luna — cel mai ușor observabil dintre aștri — se mișcă lent printre stele *de la vest către est*, făcînd o rotație completă în jurul Pămîntului în circa 27 de zile. Soarele nu face nici el excepție, dar mișcarea sa în raport cu stelele nu poate fi observată atît de direct, acestea nefiind vizibile în timpul zilei. Totuși, dacă notăm poziția unei stele oarecare în partea occidentală a cerului, la puțin timp după apusul Soarelui și dacă încercăm să o regăsim cîteva zile mai tîrziu, ea va dispărea sub orizont, fiind înlocuită de o altă stea, situată mai la est, care, la rîndul său se apropie progresiv de Soare.

Rezultă că și Soarele își schimbă poziția în raport cu stelele fixe. Deja în antichitate se efectuau observații zilnice ale pozițiilor stelelor pe bolta cerească și aceste observații au permis să se studieze destul de precis drumul urmat de Soare pe cer. S-a constatat astfel că Soarele, ca și Luna, se deplasează continuu printre stele de la vest către est, făcînd astfel o rotație completă în circa 365 1/4 zile, adică într-un an. Drumul anual parcurs de Soare printre stele rămîne neschimbat an de an și acest drum a fost numit *ecliptică*.

Cele 5 planete (în grecește „planetes" = stea rătăcitoare) ale sistemului solar, vizibile cu ochiul liber, deci cunoscute în antichitate (Mercur, Venus, Marte, Jupiter și Saturn) confirmau și ele aceeași regulă. Planetele superioare se deplasează printre stele ca și Soarele și Luna, de la vest către est. Planetele inferioare — Mercur și Venus — nu sînt vizibile decît dimineața la est, puțin timp înainte de răsăritul Soarelui sau, mai bine, seara imediat după apusul lui. Aceste planete, fiind situate în interiorul orbitei Pămîntului, prezintă particularitatea că ele oscilează — pentru un observator terestru — de o parte și de alta a Soarelui, ca față de o anumită poziție medie. La început aceste planete se deplasează printre stele mai rapid decît Soarele și îl depășesc; apoi, după ce s-au îndepărtat la o anumită distanță către est, ele încep să se miște mai lent ca Soarele, care le ajunge și le depășește la rîndul său. După

o anumită întîrziere față de Soare către vest, ele încep să progreseze mai rapid ca el și astfel întregul ciclu se repetă. Îndepărtarea maximă a lui Venus în raport cu Soarele este în jur de 40°, aceea a lui Mercur de 23° (această îndepărtare variază de la un ciclu la altul între 18° și 28°). Perioada oscilațiilor aparente ale lui Mercur în jurul Soarelui este de 116 zile, aceea a lui Venus de 217 zile. Aceste particularități ale mișcării permit să ne formulăm o imagine „clară" (a se vedea în continuare imaginea lui T. Brahe) a traiectoriilor planetelor Mercur și Venus; în orice caz, deoarece Soarele se învîrtește aparent în jurul Pămîntului, urmează că și aceste două planete execută aceeași mișcare, comună tuturor aștrilor universului observabil.

Acestea sînt, în mare, deplasările aștrilor pe cer, deplasări pe care le poate constata nemijlocit și astăzi orice observator de pe Pămînt. Dealtfel, aceasta și este schema globală a sistemului geocentric al universului lui Ptolemeu: o copie pe cît posibil fidelă a realității observabile și nu încape aici nici un fel de prejudecată cu privire la anumite atribute speciale conferite apriori Pămîntului, ca centru unic al universului.

O astfel de copie intuitivă după natură trebuia însă să semene în detaliu cu natura însăși. S-a observat destul de devreme că, de exemplu, Luna se deplasează pe cer relativ neregulat: ea progresează mai rapid în anumite sectoare ale traiectoriei sale și mai lent în altele. În cursul unui an, Soarele, ca și Luna, se mișcă pe ecliptică mai rapid iarna decît vara: de la 1 la 30 iunie Soarele se deplasează cu circa 27,5°, în timp ce de la 1 la 30 decembrie deplasarea sa atinge 29,5°. În sistemul lui Ptolemeu această situație a găsit o interpretare simplă, prin introducerea *excentricului:* cercurile, traiectorii ale Lunii și Soarelui, vor avea centrele în afara centrului Pămîntului. Ideea geocentrică pură suferă desigur un mare compromis, dar „fenomenele sînt salvate" după expresia lui Aristarh din Samos.

Cu mișcarea de detaliu a planetelor lucrurile se complică însă serios. În figura 1 este prezentată, cu titlu de exemplu, traiectoria aparentă de detaliu a planetei Marte, observată în decursul unui an (1953—1954). Deși, în general, această planetă, ca și celelalte planete superioare, are o mișcare directă de la vest la est, totuși la un moment dat ea își încetinește cursa, se oprește în raport cu stelele fixe și începe să se miște de la est către vest în *mișcarea retrogradă*, care se prelungește un anumit timp, după care planeta se oprește din nou pentru a relua mișcarea sa directă, descriind astfel pe cer o buclă. Marte descrie o astfel de buclă completă în 780 de zile, Jupiter în [illegible] și Saturn în 378 de zile.

A fost clar chiar pentru învățații antichității că aceasta nu poate fi decît o mișcare aparentă, un rezultat vizibil al suprapunerii unor mișcări secundare

Fig. 1. Traiectoria aparentă a planetei Marte (♂) și a Soarelui (☉) între 10 octombrie 1953 și 20 august 1954.

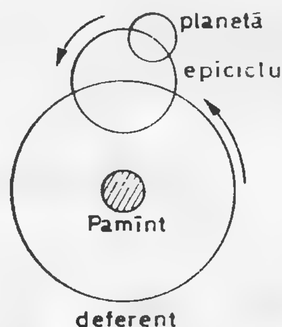
peste mișcarea generală observată atît de direct. Exact ca în zilele noastre, cînd anumite fenomene nu se supun de fel regulilor unei teorii generale cvasiunanim acceptată, acești învățați a trebuit să inventeze niște „mecanisme specifice", logice — adică consecvente cu reprezentările vremii — capabile să explice, pe cît posibil coerent, asemenea dizidențe și să se salveze astfel din nou fenomenele, de fapt reprezentările lor asupra acestor fenomene (mai exact, teoria generală cvasiunanim acceptată). Această teorie generală era în cazul de față teoria mișcării geocentrice direct observabilă, ridicată la un anumit grad de abstractizare matematică prin interpretarea rezultatelor unor observații de milenii asupra mișcării aștrilor; reprezentările vremii puteau admite numai mișcarea perfect circulară și cu viteză uniformă.

Aici se impune o mică paranteză. S-a scris mult despre motivația divină a acestor reprezentări ale antichității și însuși Ptolemeu scrie în prefața lucrării sale: „Corpurilor cerești, ca ființe cu caracter divin, le sînt străine neregularitățile și lipsa de armonie". Pe această bază el justifică mișcarea uniformă și circulară a corpurilor cerești în jurul Pămîntului și această justificare este criticată adesea. Se pare însă că ne apropiem mai mult de adevăr dacă ne vom aminti că antichitatea nu cunoștea de fapt legile mișcării accelerate, care au fost stabilite mult mai tîrziu, prin lucrările lui Galilei, Huygens și Newton și că, în consecință, nu le putea folosi la interpretarea mișcării aștrilor. Aceeași motivație „divină" (sau cel puțin referitoare la o autoritate supremă, care poate fi un principiu etc.), revine obsedant în cursul întregii istorii a științei pînă în zilele noastre, ori de cîte ori anumite aspecte fundamentale ale fenomenelor nu pot fi explicate coerent. Un singur exemplu din multele posibile: teoria gravitației a lui Newton poate să descrie corect mișcarea actuală a planetelor în jurul Soarelui, dar nu poate să explice în nici un fel cum au căpătat aceste planete mișcarea lor și, de aceea, „impulsul inițial" necesar are — după Newton — o motivație divină. Teoriile cosmogonice actuale asupra formării sistemului nostru solar pot explica în mai multe feluri această mișcare, iar impulsul inițial de origină divină al lui Newton nu mai este necesar. Istoria științei arată, invariabil, că asemenea „argumente supreme" au numai o valoare provizorie, cu totul relativă și că absolutizarea lor în cadrul diverselor „școli" a dus întotdeauna la excese și eșecuri.

„Mecanismele specifice", necesare salvării fenomenelor de care vorbeam, au fost inventate de Hiparh din Niceea (aproximativ 162—126 î.e.n.). În paralel cu astronomia și problemele ei, matematicile și în special geometria atinseseră deja un înalt nivel de dezvoltare, datorită mai ales matematicienilor Euclid, Arhimede și Apollonius din Perga (aproximativ 230 î.e.n.). Acest din urmă geometru, cunoscut prin lucrările sale referitoare la conice, elaborase o reprezentare geometrică complexă a mișcării circulare și uniforme, cu ajutorul deferentelor și epiciclurilor. Hiparh preia direct această schemă geometrică absolut teoretică, o substitue mișcării observate a aștrilor și reușește, pe această bază, să explice abaterile constatate ale mișcării planetelor. Exact în același mod va proceda Einstein cu 20 de secole mai tîrziu, cînd va prelua pentru teoria sa despre gravitație — teoria relativității generale — schemele geometrice ale lui Gauss și Riemann, reușind astfel să interpreteze unul dintre eșecurile cele mai celebre ale teoriei gravitației a lui Newton: avansul de periheliu al planetei Mercur.

În lucrarea sa capitală, *Megale Sintaxys*, Ptolemeu duce către perfecțiune matematică sistemul lumii, imaginat de Hiparh. El admite că planetele (deci și Soarele și Luna) se mișcă în spațiu cu viteză uniformă de-a lungul unui cerc, numit *epiciclu* (fig. 2). La rîndul său, centrul fiecărui epiciclu se depla-

Fig. 2. Sistemul geocentric al lui Ptolemeu.



sează cu viteză constantă în jurul Pămîntului imobil, de-a lungul unei circumferințe mai mari, numită *excentric* sau *deferent*; viteza de deplasare a planetei pe epiciclu este mai mare decît viteza de deplasare a epiciclului pe deferent. Cînd planeta, *P*, și centrul epiciclului, *O*, se deplasează în același sens, observatorul plasat pe Pămînt asistă la mișcarea directă a planetei. Dacă planeta se mișcă între centrul epiciclului și Pămînt, deplasările planetei și ale epiciclului se „scad" una din alta și, în consecință, vom observa planeta în mișcarea sa retrogradă.

Găsind pentru fiecare planetă, pentru Soare și pentru Lună, raportul dintre razele deferentului și epiciclului, perioadele de revoluție corespondente, înclinările reciproce ale planetelor deferentului și epiciclului etc., Ptolemeu a putut să explice nu numai iregularitățile mișcărilor aparente ale acestor aștri, ci a reușit să calculeze destul de precis și traiectoria pe cer a fiecărei planete, a Soarelui și a Lunii.

Astăzi știm cu certitudine că o asemenea schemă geometrică nu are nimic comun cu mișcarea reală a aștrilor, că ea reprezintă doar un simplu artificiu matematic util la momentul dat și că precizia de calcul obținută cu ajutorul acestei scheme nu rezultă deloc din *dezvoltarea intrinsecă a consecințelor teoriei însăși*, ci din permanenta ei „ajustare" și completare în raport cu noile date de observație asupra mișcării reale, tot mai multe și din ce în ce mai precise.

Într-adevăr, pe măsura acumulării acestor date, apăreau și diferențe din ce în ce mai importante între pozițiile observate ale planetelor și acelea prezise de teoria mișcării geocentrice. Pentru a se înlătura aceste diferențe, s-au imaginat noi ipoteze: s-a presupus anume că mișcarea fiecărei planete ar fi reprezentată nu de un singur epiciclu, ci de un adevărat *sistem* de epicicluri. Lui Ptolemeu i-au fost necesare 41 de asemenea mișcări circulare pentru descrierea modelului său geocentric compus din cele cinci planete, Soarele și Luna, compatibil cu precizia observațiilor vremii. Încă 7 asemenea combinații au fost introduse de Alhazen (965—1039), pentru a pune de acord acest sistem cu noile date de observație obținute în evul mediu de astronomii arabi.

Sistemul lumii direct observabil s-a dovedit astfel a fi unul foarte complicat. De fapt, o asemenea complicație nu rezulta deloc din observația propriu-zisă, ci numai din interpretarea — conform unor scheme matematice preconcepute — a datelor de observație, chiar dacă o astfel de interpretare era realizată cu ajutorul unui impunător și elegant edificiu matematic.

La urma urmei acest impunător și elegant edificiu matematic arăta totuși destul de incoerent din punct de vedere principial: mișcarea circulară și uniformă era aici o pură convenție. Ptolemeu a renunțat practic și la mișcarea circulară geocentrică, prin introducerea artificiului matematic al excen-

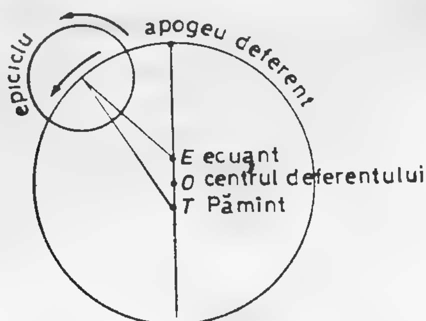


Fig. 3. Deferent cu ecuant și epiciclu.

tricului (acest subterfugiu matematic seamănă grozav cu cel similar, al mișcării corpurilor în jurul centrului comun de greutate, inventat de Newton pentru a „salva fenomenele" conform propriei sale teorii, artificiu despre care vom vorbi pe larg în cuprinsul acestei lucrări). El renunță practic și la mișcarea uniformă, tot prin intermediul unui artificiu matematic, introducînd niște puncte compensatoare (*ecuanți*) așezate în prelungirea dreptei care unește centrul Pămîntului cu centrul deferentului (fig. 3). Numai dintr-un astfel de punct mișcarea neuniformă a centrului epiciclului față de Pămînt, cît și față de centrul deferentului, apare uniformă. Ecuanții fiecărei planete în parte aveau poziții diferite, care nu erau fixe față de Pămînt, deoarece nici centrele deferentelor nu aveau poziții fixe. Mai mult, explicînd mișcarea planetei Mercur, Ptolemeu a fost nevoit să presupună nu numai că centrul deferentului planetei nu este fix față de centrul Pămîntului, ci și că cercul care îl descrie are centrul plasat în afara Pămîntului.

Ptolemeu a consacrat foarte mult spațiu explicării mișcării Lunii. Dealtfel mișcarea acestui astru a provocat multă bătaie de cap astronomilor, începînd cu Newton și terminînd cu cei din zilele noastre. Acest astru foarte apropiat de Pămînt se mișcă rapid pe bolta cerească (viteza unghiulară 12°—13° pe zi sau 0,5° pe oră) și, în consecință, orice neconcordanță întreo prezicerile teoretice și observația directă este mai ușor de constatat.

Apreciem astăzi că prin elaborarea operei sale Ptolemeu a dove dit profundă cunoaștere a matematicii, precum și o deosebită pricepere în rezolvarea problemelor geometrice. Dar, dincolo de orice dispută modernă cu privire la relativitatea mișcării, sistemul său fizic a fost fundamental fals și aceasta a condus direct la necesitatea adoptării unui adevărat eșafodaj de ipoteze și „mecanisme specifice" disparate (uneori contradictorii), pentru a se putea „salva fenomenele". Asemenea construcții artificiale, stufoase, pe care le putem constata și astăzi în interpretarea unor fenomene ale naturii conform anumitor teorii moderne, constituie un indiciu sigur că lucrurile nu sînt tocmai în ordine cu astfel de teorii.

Lucrarea lui Ptolemeu, cunoscută ulterior sub numele de *Megiste Syntaxis* („Compunerea cea mai mare"), iar în Europa Occidentală sub numele de *Almageste*, a dominat în chip absolut timp de 14 secole gîndirea și activitatea astronomilor și matematicienilor lumii, preocupați să perfecționeze la nesfîrșit această monumentală operă, punînd-o de acord — prin noi și noi ipoteze — cu observațiile directe mereu mai multe și mereu mai exacte.

Cîte combinații de deferente, epicicluri și mișcări ar fi oare necesare pentru a satisface exigențele preciziei de observație de astăzi? Teoretic asemenea combinații nu ar fi excluse după Max Born: el arată că din punctul de vedere al relativității generale, Ptolemeu sau Copernic au dreptate în egală măsură și că este numai o chestiune de comoditate de la ce punct de vedere pornim.

1.2. DE LA COPERNIC LA NEWTON

Dar Copernic întrerupe oarecum brutal cursul acestei evoluții, care, între timp, devenise nefastă. Se spune că lucrurile ajunseseră pînă acolo încît ocuparea unui post de profesor la Universitatea din Padova era condiționată de prestarea unui jurămînt de credință în filozofia lui Aristotel și sistemul lumii, al lui Ptolemeu. În lucrarea sa capitală, *De revolutionibus*, care apare în 1542 — cu un an înainte de moartea sa — Copernic elaborează în linii mari sistemul heliocentric, pe care-l cunoaștem astăzi.

Conținutul acestei mari opere este cuprins în șase *Cărți*, dintre care *Cartea I* descrie noua teorie a structurii universului fără considerații geometrice, iar celelalte cuprind descrierea mișcărilor Soarelui, Lunii și planetelor în concepția heliocentrică și considerații de astronomie matematică.

Apariția acestei lucrări a marcat începutul unui nou mod de gîndire nu numai în astronomie, ci în întreaga știință a naturii. În dezacord cu „știința oficială" a timpului său, Copernic întoarce spatele concepției fundamentale a lui Ptolemeu și întinde mîna, peste 19 secole în urmă, învățaților greci contemporani cu Aristotel (384—322 î.e.n.), părintele spiritual al teoriei geocentrice. Într-adevăr, Heraclit din Pont (388—312 î.e.n.) afirmase că Pămîntul se mișcă în jurul propriei sale axe, iar Aristarh din Samos (310—230 î.e.n.) formulase precis ipoteza mișcării Pămîntului în jurul Soarelui.

Dacă aceste două mișcări ale Pămîntului — mișcarea diurnă și cea de revoluție — sînt acceptate, atunci întreaga mișcare a bolții cerești și a planetelor, observată de pe Pămînt, este în întregime o mișcare aparentă, iar complicatul edificiu ridicat de Ptolemeu nu descrie decît această aparență, adică o falsă realitate. Ideea sistemului heliocentric se impune atunci cu necesitate și Copernic o schițează sumar într-o primă lucrare a sa, *Comentariolus*, care apare în 1513.

Pentru a-și argumenta noile sale idei, el nu dispune însă de nici un fel de date anterioare utilizabile, și, de aceea, se dedică cu pasiune studiului scrierilor vechi grecești, singurele care îi pot furniza unele argumente de ordin mai mult filozofic, dar care îl susțin totuși pe drumul său. Datele de observație existente, deformate de interpretarea oficială, sînt de foarte puțin folos în susținerea ideii sale și, de aceea, încearcă să execute el însuși observații. În total Copernic reușește să facă circa 60 de observații în perioada 1497—1541, cu aceleași instrumente ca și cele descrise de Ptolemeu: cuadrantul, trichetul și astrolabul. Aceste observații erau însă prea puține și foarte neprecise în raport cu cele de care dispuneau specialiștii consacrați ai vremii, ca, de exemplu, Regiomontanus și elevul său Walther, ambii profesori și adepți fervenți ai teoriei geocentrice. În plus, Copernic era cu siguranță un matematician mai puțin strălucit decît Ptolemeu. Pentru acest motiv el preia în întregime vechiul sistem al deferentelor și epiciclurilor, cu întregul lui bagaj matematic, pe care încearcă să-l adapteze sistemului său heliocentric (fig. 4). Și aici Copernic reușește realizarea sa cea mai mare: el explică mișcările Pămîntului, ale Lunii și ale celorlalte planete, prin combinarea a numai 34 de mișcări circu-

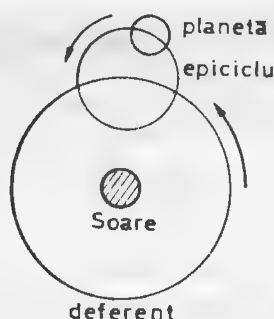


Fig. 4. Sistemul heliocentric al lui Copernic.

lare, cu 14 mai puțin decît teoria perfecționată a lui Ptolemeu, renunțînd simultan și la artificiul matematic al ecuanților.

În definitiv, ce l-a îndemnat pe Copernic să întoarcă spatele teoriei geocentrice, oficiale, atît de minuțios elaborată și care explica destul de bine mișcarea observată a aștrilor? El nu dispunea de nici un fapt fizic nou, necunoscut adepților acestei teorii, observațiile sale erau oarecum rudimentare în raport cu multitudinea și precizia datelor acestora și nici sub raport matematic el nu dispunea de metode sau procedee noi. Răspunsul este simplu: Copernic a sesizat *incoerența* teoriei ptolemeice, faptul că dincolo de aparatul matematic perfect elaborat se ascundea un prea complicat edificiu de *ipoteze disparate*, lipsa unui punct de vedere unitar. În prefața operei sale, dedicată papei Paul al III-lea, Copernic scria: „La însușirea ideii unui alt principiu de calcul al mișcărilor sferelor universului nu m-a îndemnat altceva decît observația că *matematicienii* înșiși, în cercetările lor asupra mișcării sferelor, se află în contradicție unii cu alții".

Deși opera lui Copernic a deschis — în perspectivă istorică — calea spre știința modernă a zilelor noastre, ea nu s-a putut impune imediat în fața teribil de elaboratei *Almageste*. În fond, sistemul său heliocentric rămînea pe mai departe — chiar pentru contemporanii săi cei mai luminați — o simplă ipoteză și abia în 1610, cînd, pentru prima dată în istoria astronomici, Galilei (1564—1642) îndreaptă spre cer obiectivul unei lunete și descoperă astfel sistemul solar miniatural al lui Jupiter cu cei patru sateliți ai săi, dogma unui Pămînt unic, imobil, ca centru al oricărei mișcări, primește o lovitură de grație. Cu această ocazie Galilei descoperă și fazele planetei Venus, ceea ce probează că această planetă se rotește și ea în jurul Soarelui.

Nici precizia cu care teoria lui Copernic putea să prezică pozițiile planetelor pe cer nu era suficientă: către anul 1600 tabelele copernicane ale mișcării planetelor prezentau diferențe atingînd 4°—5° față de pozițiile observate. Erau necesare într-adevăr observații mult mai multe și mai precise decît cele pe care le-a putut face Copernic însuși, pentru a se putea asigura sistemului său rigoarea necesară și deci supraviețuirea.

Asemenea meticuloase observații aveau să fie făcute de Tycho Brahe (1546—1601). Tycho Brahe cunoștea teoria lui Copernic și, deși nu era deloc convins că acesta ar avea într-adevăr dreptate, încrederea nestrămutată în sistemul lui Ptolemeu, învățat la școală, fusese totuși puternic zdruncinată. Dealtfel, încă cu ocazia primelor sale observații asupra conjuncției planetelor Saturn și Jupiter (1563), el a putut să constate flagranta inexactitate a *Tabelelor* de care dispunea știința astronomică oficială a timpului. Aceste lipsuri erau desigur binecunoscute și de învățații vremii, ca, de exemplu, B. Walther, I. Regiomontanus, E. Reinhold ș.a., care însă încercau să le corecteze în

maniera cunoscută. Tycho Brahe a înțeles ușor că în loc de a corecta *Tabelele* vechi trebuia pregătite altele noi și că această muncă reclama o reformă a însăși metodologiei de observație.

De aceea, el își începe activitatea prin construirea unor aparate cum nu mai avusese nimeni pînă atunci: o precizie de circa 1′, adică la limita maximă ce poate fi atinsă în măsurătorile cu ajutorul instrumentelor fără lunetă, de peste 10 ori mai bună decît cea atinsă de Copernic. În marele său observator, Uranieborg, construit pe insula Hveen prin subvenția regelui danez Frederic al II-lea, Tycho Brahe execută, seară de seară, timp de aproape 20 de ani, cele mai precise, sistematice și constante observații asupra cerului și a mișcării aștrilor și consemnează aceste rezultate în *Jurnalele* sale.

Aceste mii de observații precise, care aveau să confirme strălucit sistemul copernican, nu i-au dat totuși lui Tycho Brahe cheia alcătuirii sistemului solar pe care sperase încă de la începutul activității sale să o capete. Modelul său de univers (fig. 5) este acesta: Pămîntul imobil în centrul universului, cu Luna înconjurînd Pămîntul la o mică distanță, pe cînd Soarele descrie o orbită în jurul Pămîntului mult mai mare. Planetele Mercur și Venus se mișcă în jurul Soarelui la distanțe mai mici decît distanța dintre Pămînt și Soare. Planetele Marte, Jupiter și Saturn se mișcă și ele în jurul Soarelui, dar pe orbite mai mari decît distanța dintre Pămînt și Soare, astfel încît ele pot să apară și în poziție opusă Soarelui. Deși acest sistem ne pare astăzi straniu, fiindcă știm că este greșit, constatăm totuși că el corespunde în mare măsură — așa cum am văzut mai sus — mișcării aparente a aștrilor observată de pe Pămînt și Tycho Brahe putea să creadă că el a găsit răspunsul cel adevărat. Eșecul lui Tycho Brahe constituie o ilustrare vie a ceea ce înseamnă persistența dogmelor în concepția omului de știință.

După moartea lui, Johannes Kepler (1571—1630) moștenește pe lîngă funcția de astronom al împăratului Rudolf al II-lea și documentația remarcabilă acumulată de acesta în cei 20 de ani de observații. Printre *Jurnalele* sale de observație, Kepler va găsi și datele — cele zece opoziții ale planetei Marte — care-i vor permite să rezolve enigma mișcării acestei planete și, în felul acesta, să pună definitiv bazele sistemului copernican al universului.

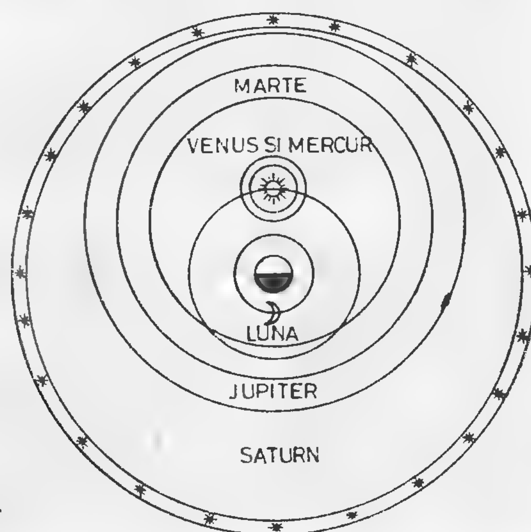


Fig. 5. Sistemul lumii conceput de Tycho Brahe.

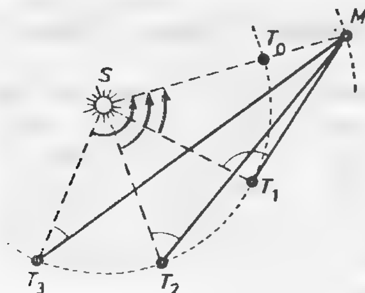


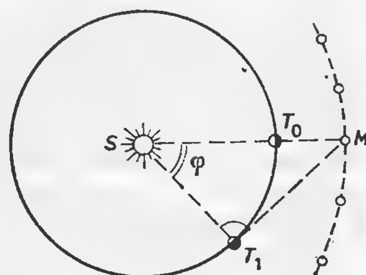
Fig. 6. Schemă de calcul pentru determinarea orbitei Pămîntului (Kepler).

Reluînd lucrările lui Tycho Brahe asupra planetei Marte, el constată o diferență de 8′ între pozițiile observate și cele calculate pe baza excentricelor. Eroarea neputînd fi imputată datelor de observație, Kepler — elev al lui Mästlin, deci copernican prin formație — decide să revizuiască orbita Pămîntului pe baza observațiilor lui Tycho Brahe, care înregistrase zi de zi poziția Soarelui pe ecliptică. Această operație se impunea cu necesitate: dacă mișcarea aparentă a celorlalte planete depinde de mișcarea Pămîntului, atunci această din urmă mișcare va trebui **mai întîi** să fie precizată.

Kepler utilizează o metodă originală al cărei principiu este următorul (fig. 6). Să presupunem momentul unei opoziții a planetei Marte (M) în care Pămîntul ocupă poziția T_0. După o revoluție completă în jurul Soarelui (687 zile), Marte va ocupa evident aceeași poziție, M, pe orbită, în timp ce Pămîntul va ocupa, de exemplu, poziția T_1, deoarece el nu a avut posibilitatea să execute două rotații complete în acest interval de timp; după alte 687 de zile, Pămîntul va ocupa poziția T_2 și așa mai departe. Kepler cunoștea din datele de observație ale lui Tycho Brahe unghiurile T_0ST_1, T_0ST_2 etc., precum și unghiurile ST_1M, ST_2M etc., formate de direcțiile Pămînt-Soare și Pămînt-Marte. Considerînd unghiurile SMT_1, SMT_2 etc., care au latura comună invariabilă, SM, și două unghiuri cunoscute, el a putut determina trigonometric distanțele ST_1, ST_2 etc. în fracțiuni din SM. Observațiile consemnate în *Jurnale* i-au furnizat, de asemenea, lui Kepler timpurile și pozițiile a zece opoziții, de la 1580 pînă la 1600. Din observațiile lui David Fabricius din Emden și ale sale însuși, s-au mai adăugat încă două opoziții, cele din 1602 și 1604, astfel încît el a dispus în total de 12 asemenea distanțe ST, pe care, punîndu-le pe desen și unind punctele corespondente, a determinat traiectoria Pămîntului în jurul Soarelui. Aceasta s-a dovedit a fi un cerc cu Soarele plasat la o distanță de numai 1/59 din raza cercului, față de centru. Kepler a putut astfel să alcătuiască un tablou detaliat al mișcării Pămîntului în jurul Soarelui, în care poziția pe orbită era indicată în orice zi a anului.

Se cuvine să facem aici o paranteză, care va avea o legătură directă cu discuția noastră ulterioară. În raționamentele sale Kepler presupunea că „acțiunea animatoare" a Soarelui asupra Pămîntului se exercită tangențial față de traiectorie și această forță, spunea el, este invers proporțională cu distanța ST de la Soare la Pămînt, la fel cu viteza planetei pe orbita sa. Se știe că această afirmație nu este exactă: viteza este proporțională cu distanța de la Soare la *tangenta* la traiectorie! Kepler și-a verificat ipoteza numai în cazurile particulare ale trecerii Pămîntului la periheliu și la afeliu, rămînînd astfel convins că are dreptate. Din fericire, această eroare a fost compensată printr-o a doua greșeală: pentru un arc infinit de mic al orbitei, timpul necesar Pămîntului pentru a-l parcurge este proporțional cu lungimea razei vectoare,

Fig. 7. Schemă de calcul pentru determinarea orbitei lui Marte (Kepler).



ST, iar pentru a calcula durata parcursului unui arc finit, Kepler nu dispunea de resursele calculului integral. I s-a părut că metoda cea mai bună ar consta în înlocuirea sumei tuturor razelor vectoare intermediare dintre ST şi o poziţie oarecare, ST_1 — deci *o sumă de lungimi* — prin *aria* sectorului TST_1. În felul acesta descoperă Kepler proporţionalitatea dintre timp şi aria descrisă de raza vectoare pentru cazul mişcării Pămîntului, cunoscută astăzi sub numele de *legea ariilor*, sau legea a doua a lui Kepler, care însă a fost prima în ordinea descoperirilor sale. Această lege, pe care el o extinde fără să ezite la mişcarea tuturor planetelor, va juca un rol fundamental în deducerea legilor teoriei gravitaţiei a lui Newton.

După cum se vede, fundamentul teoriei gravitaţiei newtoniene nu este lipsit de erori şi contradicţii, dar aceste erori iniţiale nu au împiedicat dezvoltarea şi confirmarea experimentală ulterioară a teoriei gravitaţiei! Acesta nu este deloc un caz singular în istoria ştiinţei: după cum arată Einstein*, celebrele ecuaţii ale cîmpului electromagnetic nu pot fi deduse logic şi coerent pe baza ecuaţiilor mecanicii (ecuaţiile Lagrange de speţa doua), aşa cum a făcut-o Maxwell, descoperitorul lor. Einstein însuşi prezintă în argumentarea teoriei sale, a relativităţii generale, multe lipsuri de logică sau chiar greşeli de fond, după cum demonstrează pe larg V.A. Fok [89]. „Faptul că teoria relativităţii generale, remarcabilă prin eleganţa şi puterea ei de convingere, nu a fost înţeleasă corect de autorul ei, nu trebuie să ne mire .. Marile, şi nu numai marile descoperiri, nu se fac după regulile logicii, ci printr-o intuiţie creatoare".

După ce a determinat mişcarea Pămîntului, Kepler a putut trece la determinarea orbitei lui Marte, cu ajutorul poziţiilor observate ale acestei planete, indicate în tabelele lui Tycho Brahe. Considerînd, conform figurii 7, poziţiile Pămîntului şi ale lui Marte în momentul unei opoziţii (T_0, M) şi după o perioadă de revoluţie a lui Marte (T_1, M), unghiul φ şi distanţa ST_1 au putut fi determinate cu ajutorul tabelelor mişcării Pămîntului, pe care le întocmise anterior. Unghiul ST_1M fiind cunoscut din observaţii, triunghiul SMT_1 permitea deci găsirea distanţei SM dintre Marte şi Soare. Procedînd astfel şi pentru alte poziţii ale Pămîntului, Kepler a trasat grafic poziţiile lui Marte în raport cu Soarele, pentru o revoluţie completă şi a căutat cercul care ar putea uni aceste poziţii. După eforturi îndelungate, dar zadarnice, el a ajuns la concluzia că orbita lui Marte nu poate fi o circumferinţă şi că mişcarea sa nu poate fi reprezentată printr-o combinaţie de mişcări circulare; numai o *elipsă* avînd Soarele într-unul din focare poate uni aceste puncte. El a constatat astfel că legea ariilor, pe care o descoperise în cazul mişcării circulare a Pămîntului, este valabilă şi în cazul mişcării eliptice a lui Marte.

* Einstein, A., *Autobiographisches*, Library of Living Philosophers, Illinois, S.U.A., 1949.

Astfel a stabilit Kepler modul în care Pămîntul și Marte se mișcă efectiv în jurul Soarelui: trasînd punct cu punct pozițiile observate, pe perioade mari de timp. ale acestor planete. Extinzînd de la început și fără ezitare aceste mișcări la toate planetele sistemului solar, Kepler a alcătuit schița sa a sistemului solar, o copie mult mai fidelă decît cea a lui Ptolemeu după natura observată. Ideea fundamentală a lui Copernic era astfel total confirmată, dar numărul de „ipoteze“ era redus la minimum posibil: sistemul lumii putea fi explicat prin numai 8 mișcări cvasicirculare.

Cele 20 de secole de evoluție a unei științe, care a avut în permanență în studiu aceeași realitate fizică observabilă, ar putea fi sintetizate și astfel: elaborarea unei teorii coerente, cu ajutorul unui număr minim de „ipoteze“. Această caracteristică a evoluției generale a gîndirii științifice, care poate fi urmărită pe multiple planuri pînă în zilele noastre, a făcut să se nască convingerea că natura este guvernată într-adevăr de legi simple, dar că această simplitate nu poate fi revelată de construcții teoretice apriorice, ci numai de fapte empirice (Jordan [116]).

În raport cu cunoștințele noastre de astăzi, schița kepleriană a sistemului nostru solar apare desigur ca un tablou suprasimplificat al realității observabile, dar ea constituie totuși fundamentul întregii teorii a gravitației a lui Newton și, într-un fel sau altul, al tuturor teoriilor moderne ale gravitației. Celebrele trei legi ale lui Kepler:

1) în mișcarea lor în jurul Soarelui planetele descriu elipse, Soarele fiind situat într-unul dintre focare;

2) raza vectoare care unește o planetă cu Soarele descrie arii egale în timpuri egale;

3) raportul dintre cuburile semiaxelor mari ale orbitelor planetelor este egal cu raportul dintre pătratele perioadelor lor de revoluție;

descoperite absolut empiric din mișcarea observată a planetelor, constituie un canon al teoriei perfecționate privind structura heliocentrică a universului și figurează pînă în prezent în manualele de astronomie și fizică, fiind legi de bază ale științei contemporane. Aceste legi s-au dovedit exacte la nivelul preciziei de observație a timpului; *Tabelele* rudolfiene, publicate de Kepler în 1627 la Ulm, care cuprind efemeridele planetelor calculate pe baza celor trei legi, au fost timp de un secol materialul de bază pentru toți astronomii. Abia în 1725 *Catalogul Britanic* al lui Flamsteed, care lucrase cu telescopul și atinsese o precizie de observație de 10″, aduce primele corecții acestor efemeride.

Astăzi știm sigur că nici una dintre planetele sistemului nostru solar nu este observată a se mișca absolut exact pe traiectoriile calculate conform acestor legi. Pentru a explica discrepanțele, au fost luate în considerație teoria perturbațiilor reciproce dintre planete, teoria relativității generale, forțele „negravitaționale“ etc. și s-au inventat o mulțime de „mecanisme specifice“ pentru „salvarea“ noilor fenomene, o adevărată reeditare în variantă modernă a istoriei epiciclurilor lui Ptolemeu. Dar despre toate acestea vom vorbi pe larg în cuprinsul acestei lucrări.

În succinta înșiruire pe care o facem aici, am putea trece direct de la Kepler la Newton; toate elementele cinematice ale mișcării planetelor sînt întrunite pentru realizarea marii sinteze newtoniene. Între momentul în care Kepler termină opera sa, *Astronomia Nova* și cel în care Newton publică lucrarea sa, *Principia*, se scurg exact 80 de ani. În acest răstimp prima lunetă îndreptată de Galilei spre cer este perfecționată în continuare de Huygens; pe lîngă cei patru sateliți ai lui Jupiter, se descoperă văile și munții de pe

Lună, inelul lui Saturn și cinci dintre sateliții săi, o mulțime imensă de stele inaccesibile ochiului liber. Prin atașarea la lunetă a reticulului, a micrometrului cu șurub și a cadranului cu diviziuni aceasta devine un instrument de măsură foarte precis. Gassendi observă astfel trecerea lui Mercur prin fața Soarelui, prevăzută de Kepler pentru anul 1631, se fac încă două observații ale trecerii lui Mercur și una a lui Venus (1639), se dovedește că mișcarea Lunii ascultă și ea de legile lui Kepler etc.

Ideile copernicane și teoria heliocentrică a sistemului solar ieșiseră din domeniul ipotezelor și se consolidaseră într-atît încît deveniseră cu adevărat periculoase pentru dogmele bisericii creștine. Sfîntul Oficiu, care le tolerase timp de peste 70 de ani, le declară în sfîrșit false și contrare acestor dogme, în 1616. Dacă în 1610 Galilei preda încă la Universitatea din Padova sistemul geocentric al lui Ptolemeu, în 1632 inchiziția îl condamnă la Roma — într-un proces devenit celebru — pentru convingerile și predicile sale copernicane.

Astronomia de observație se extinde, se perfecționează și se organizează la scară națională și chiar internațională. În 1667 la Paris și în 1675 la Greenwich, iau ființă primele observatoare mari, care aveau să joace un rol de prim ordin în dezvoltarea ulterioară a științei astronomice și a gravitației în general. Pentru perioada la care ne referim, la observatorul din Paris se calculează, pe baza observațiilor, paralaxa geometrică a Soarelui de 9,5″ (cu numai 8% mai mare decît valoarea acceptată astăzi) și astfel dimensiunile sistemului planetar al Soarelui pot fi cunoscute la scară cvasireală: de două ori mai mari decît se crezuse pînă atunci.

Verificarea la scară mare a sistemului lui Copernic și Kepler dăduse un răspuns bun întrebării: cum se mișcă planetele? — și cu aceasta putem considera încheiată ceea ce am putea numi astronomia cinematică. Întrebările care se puneau acum erau de ce aceste planete se mișcă astfel, care sînt cauzele care provoacă o astfel de mișcare? Răspunsul la aceste întrebări plutea într-un fel în aer: contemporanii lui Newton, Cristopher Wren, dr. Robert Hooke și dr. Edmund Halley, observă — independent unul de altul — legea inversului pătratelor distanțelor, care va fi viitoarea lege a atracției gravitaționale.

Dar formularea clară și coerentă a teoriei gravitației universale avea să revină lui Newton, care o publică în anul 1687, în lucrarea *Phylosophiae Naturalis Principia Mathematica* și mai apoi în 1726 într-o formă mai completă, sub același titlu, într-o a treia ediție. Această operă monumentală care a pus bazele mecanicii cerești și a mecanicii în general și care a rămas și astăzi — după aproape trei secole, — la fel de valabilă, este expusă de Newton într-o formă antică, după procedeul utilizat de Euclid. Deși modul în care Newton a ajuns la rezultatele sale a fost evident, în primul rînd, unul inductiv, el și-a expus teoria folosind metoda deductivă: plecînd de la un număr redus de axiome și principii, el deduce toate consecințele matematice conform teoriei sale și constată în final că mișcarea reală sub efect gravitațional se face într-adevăr în acord cu această teorie. Aceasta i-a indus în eroare pe epigonii săi mai vechi și mai noi, care, uitînd chinurile facerii teoriei, din sudoarea experimentului și a observației de multe secole, au zeificat puterea absolută a raționamentului aprioric abstract.

La fel ca și Euclid, Newton își începe lucrarea cu definiții, al căror număr este opt, în care precizează noțiunile fundamentale ale dinamicii: masa, cantitatea de mișcare și diversele categorii de forțe. Acestora le urmează o scolie, adică un comentar privind cele enunțate, în care își propune să

lămurească noțiunile de timp, spațiu, mișcare absolută și mișcare relativă. Vin apoi cele trei axiome ale mișcării, cunoscute în general sub denumirea de legile lui Newton:

1) Orice corp își păstrează starea de repaus sau de mișcare în linie dreaptă, dacă nu este constrîns de forțe exterioare să-și schimbe această stare.

2) Variația mișcării (adică a cantității de mișcare) este proporțională cu forța și este dirijată după linia dreaptă în lungul căreia acționează forța.

3) Reacțiunea este întotdeauna egală cu acțiunea, sau, acțiunile reciproce a două corpuri sînt întotdeauna egale și dirijate în sensuri contrare.

Acestora Newton le adaugă scolia corespunzătoare.

Urmează *Cartea I* unde în 14 secțiuni se ocupă de mișcarea corpurilor în vid. Newton demonstrează riguros matematic că dacă un corp (sau mai multe corpuri) descrie o conică sub influența unui centru de forță plasat în focar (legea I a lui Kepler), atunci:

— mișcarea corpului este o mișcare plană, iar razele vectoare descriu arii egale în timpuri egale (legea a II-a a lui Kepler);

— forța cu care este acționat corpul este o forță de atracție (centripetă) îndreptată spre centrul de forță;

— această forță este invers proporțională cu pătratul distanței dintre corp și centrul de forță;

— raportul dintre cuburile semiaxelor mari ale orbitelor este egal cu raportul dintre pătratele perioadelor de revoluție (legea a III-a a lui Kepler).

Sistemul heliocentric și legile lui Kepler conduc în modul cel mai direct la aceste concluzii. Newton demonstrează, de asemenea, o serie de teoreme auxiliare, care decurg din reciprocitatea acestor concluzii generale, sau din proprietățile geometrice ale traiectoriilor. În felul acesta, el integrează într-un sistem mecanic complet și coerent schița lui Copernic și Kepler a sistemului solar, punînd bazele actualei astronomii dinamice, a mecanicii cerești și a mecanicii în general.

În *Cartea a II-a* Newton studiază influența unui mediu rezistent asupra mișcării corpurilor materiale. Deși teoremele și concluziile expuse de el în această *Carte* au o valoare intrinsecă și sînt aplicate și astăzi în diverse domenii ale științei și tehnicii, totuși scopul principal al acestei *Cărți* a fost acela de a combate teoria vîrtejurilor a lui Descartes, conform căreia planetele sînt *antrenate* în mișcarea lor de revoluție de un gigantic vîrtej cu sediul în Soare, teorie care pe atunci domnea în chip absolut, inclusiv în Anglia și care avea să supraviețuiască încă 100 de ani după apariția operei lui Newton.

Astfel scopul acestor două prime *Cărți* apare clar: acela de a pune bazele dinamicii, de a prezenta legea gravitației și de a distruge filozofia lui Descartes. Dar acestea nu erau suficiente, trebuia ca sistemul său al lumii să interpreteze corect datele de observație. O asemenea demonstrație o face Newton în a sa *Carte a III-a*. El arată aici că mișcarea planetelor în jurul Soarelui și a sateliților în jurul planetelor se supune mecanicii sale. El identifică forța centripetă, dedusă din legile lui Kepler, cu gravitația, explică pe această bază o mulțime de fenomene geofizice și astronomice, ca de exemplu fluxul și refluxul mării, turtirea Pămîntului, mișcarea Lunii, mișcarea cometelor etc.

Această ultimă parte a operei lui Newton apare — cum poate este și firesc — mult mai puțin riguroasă decît primele două părți. Dacă ea stabilește în mare măsură o bună corelare între teoria generală și observații, în același timp ea revelează și o serie de nepotriviri, dintre care unele nu au fost rezol-

vate nici pînă astăzi. În special mișcarea Lunii l-a preocupat mulți ani pe Newton și de multe ori se plîngea prietenului său Halley că ea îi provoacă dureri de cap. El găsește, de exemplu, în final, că apsida Lunii se deplasează de două ori mai rapid decît ar permite teoria sa, că masa Lunii reprezintă 1/39 din masa Pămîntului, deci o valoare de peste două ori mai mare decît cea reală, care este aproximativ 1/91 etc. Pînă într-atît apărea Luna de dizidentă în detaliile mișcării sale, încît, pînă la urmă, pentru a explica avansul diferit al apogeului Lunii — după cum aceasta se află în conjuncție sau în cvadratură cu Soarele — Newton admite că centrul elipsei Lunii se mișcă pe un ... epiciclu în jurul Pămîntului.

Dar aceste mici inadvertențe, ca și altele, despre care vom vorbi mai pe larg în cele ce urmează, nu puteau constitui încă argumente împotriva valabilității absolute a teoriei sale. Generalizînd legea atracției de la Soare la planete, adică admițînd că între planete și sateliții lor sau între diferitele planete se exercită aceeași forță de atracție gravitațională, Newton ajunge la concluzia că elipsele lui Kepler sînt numai o primă aproximație a unei mișcări mai complicate, în care trebuie să se țină seama, în afară de forța de atracție a Soarelui și de perturbațiile datorate acțiunii gravitaționale mutuale a planetelor. În acest fel Newton folosește într-adevăr ca mijloc de generalizare nu inducția — ca în cazul legilor mișcării — ci deducția, care servește la corectarea legilor lui Kepler, respectiv la mărirea preciziei teoriei mișcărilor planetare.

Newton menționează în propoziția a XIII-a efectele calitative ale acestor perturbații; studiul lor cantitativ — care urma deci să hotărască asupra absolutei exactități a legilor și teoriei sale — avea să absoarbă munca celor mai mari matematicieni, fizicieni și astronomi ai secolelor al XVIII-lea și al XIX-lea, printre care Clairaut, D'Alembert, Lagrange, Laplace, Le Verrier, Newcomb etc. Necesitatea rezolvării acestei complexe probleme, care mai preocupă și astăzi pe matematicieni și astronomi, a dus la dezvoltarea impetuoasă a unor studii de mecanică analitică și a unor metode matematice corespunzătoare, care ulterior au devenit capitole de-sine-stătătoare ale acestor discipline și au căpătat noi domenii de aplicabilitate în toate ramurile fizicii moderne. Amintim, pentru a fixa cîteva jaloane — pe Daniel Bernoulli (1700—1782) și Leonhard Euler (1707—1783), care au studiat sistemele de mai multe puncte materiale și s-au ocupat de corpul rigid și de hidrodinamică, pe D'Alembert (1717—1783), autorul principiului care înlocuiește ecuațiile de mișcare și care-i poartă numele, pe Lagrange (1736—1813), care a dat acestor ecuații diferențiale o formă deosebit de potrivită pentru cazuri mai complicate, pe Laplace (1749—1827) a cărui *Mecanică Cerească* în cinci volume constituie un apogeu al mecanicii analitice în general.

Toate aceste dezvoltări ale metodelor de cercetare mecanică și matematică au permis perfecționarea teoriei perturbațiilor, întrevăzută de Newton în a sa propoziție a XIII-a, la un asemenea grad de precizie, încît pe baza perturbațiilor observate ale orbitei planetei Uranus, J.C. Adams (1818—1892) și Le Verrier (1811—1877) au putut calcula, independent unul de celălalt, orbita unei planete necunoscute și mai depărtată de Soare — Neptun — pe care în 1846 Galle o descoperă efectiv pe cer, într-un punct care prezenta o abatere de numai 1 grad față de poziția calculată. Această dezvoltare a permis însă cu mult mai mult decît descoperirea prin calcul a planetei Neptun, descoperire care nu a însemnat la urma urmei decît o nouă și strălucită verificare a legilor lui Newton, pe lîngă multe altele care existau deja; ea i-a permis lui Le Verrier ca, începînd din anul 1846 și pînă la moartea sa în 1877, să realizeze

marea sinteză de verificare a teoriei gravitației, elaborarea unei teorii newtoniene a mișcării planetelor sistemului solar, care să țină cont de *ansamblul perturbațiilor* lor reciproce. El a analizat cvasitotalitatea observațiilor anterioare făcute asupra mișcării acestor planete, a determinat masele și elementele lor cinematice și dinamice și le-a calculat *Tabelele*. Această lucrare fundamentală a însemnat apogeul teoriei newtoniene a gravitației, dar, în același timp, ea a marcat suficient de clar limitele acestei teorii, *limite cantitative*, care au fost ulterior confirmate și precizate de lucrările lui S. Newcomb și ale altora. S-a impus astfel, cu tot mai multă insistență. necesitatea elaborării unei noi teorii, mai exactă, a gravitației.

De atunci au trecut aproape o sută de ani. Între timp au fost formulate multe critici, mai mult sau mai puțin filozofice, la adresa teoriei newtoniene a gravitației, au fost propuse multe alte teorii privind gravitația, mai mult sau mai puțin sofisticate, dar mecanica cerească — adică acea mecanică prin care se verifică orice teorie a gravitației — a rămas și astăzi aproximativ pe aceeași culme pe care a ridicat-o Le Verrier; aceasta este dovedită, între altele, de faptul că marele tratat de mecanică cerească al lui F. Tisserand, elaborat în perioada 1892—1899, continuă să rămînă și astăzi lucrarea fundamentală pentru practician.

Acest practician, care de la Le Verrier încoace continuă să înregistreze, pe măsura perfecționării instrumentelor de observație, noi și tot mai numeroase abateri („reziduuri" în limbajul astronomilor) de la mișcarea aștrilor, calculată conform teoriei newtoniene, este foarte puțin, sau nu este deloc, ajutat de noile teorii ale gravitației, care au căpătat un caracter, din ce în ce mai accentuat, de speculație teoretică, sterilă în raport cu necesitățile practice. Tocmai la acest aspect paradoxal se referă, în principal, remarca lui G. Gamow, care figurează ca motto al prezentei lucrări.

Rezultă de aici că teoria gravitației a lui Newton și concluziile sale, care au rezistat în practică multe secole, se bazează pe cea mai largă generalizare a fenomenelor observate direct sau studiate experimental. Potrivit regulei sale, a IV-a, aceste concluzii, deduse din fenomene, trebuie considerate ca absolut sau aproximativ adevărate, pînă ce alte fenomene le vor confirma sau infirma. Asemenea fenomene, care infirmă direct multe dintre concluziile newtoniene, au apărut demult, dar ele continuă să fie ignorate în mare măsură de teoriile moderne ale gravitației.

Continuatorii operei lui Newton, promotorii mecanicii clasice din secolul al XVIII-lea precum și creatorii mecanicii analitice de la sfîrșitul secolului al XVIII-lea și din secolul al XIX-lea, s-au preocupat mai mult de dezvoltarea tuturor *consecințelor matematice* ale legilor stabilite de Newton și ale principiilor rezultate din acestea pentru analiza dinamică a mișcării, decît de implicațiile fundamentale pe care aceste legi le presupun și cu atît mai puțin de fundamentul teoriei însăși. De aceea, putem spune că dezvoltarea teoriei newtoniene a gravitației pînă în zilele noastre a însemnat în mare măsură numai dezvoltarea formalismului său matematic și acest aspect trebuie subliniat în mod deosebit. Amintim numai în treacăt că pornind de la legea atracției gravitaționale, Lagrange a definit potențialul (1777), al cărui gradient dă forța de atracție, că Laplace a dedus (1782) pentru această funcție de coordonate ecuația cu derivate parțiale $\Delta U = 0$, care-i poartă numele și care a fost apoi modificată. în modul cunoscut, de către Poisson pentru interiorul substanței.

Ecuația diferențială Laplace-Poisson nu este însă decît expresia generalizată a legii atracției universale a lui Newton; ea rezultă din aceasta și duce înapoi la aceasta, dacă este aplicată unor puncte materiale discrete (sau unor sfere omogene).

Dacă teoria newtoniană a gravitației, atît de larg și de strălucit confirmată de practică, duce totuși în foarte multe cazuri— pe care le vom analiza amănunțit în cuprinsul acestei lucrări — la eșecuri certe, atunci este sigur că nu atît în formalismul său matematic va trebui să căutăm eventualele lipsuri, așa cum procedează teoriile moderne ale gravitației, ci, mai ales, în fenomenele și modelul fizic care i-a dat naștere și care se bazează, implicit, pe informațiile asupra structurii sistemului nostru solar de acum aproape 400 de ani.

2. TEORIA NEWTONIANĂ A GRAVITAȚIEI

2.1. SCHIȚA KEPLERIANĂ A SISTEMULUI SOLAR—FUNDAMENTUL TEORIEI GRAVITAȚIEI, A LUI NEWTON

Schița sistemului nostru solar, pe care Kepler a desenat-o după natură, în maniera cunoscută, se reduce, în esență — conform celor trei legi ale sale — la *mișcarea în vid absolut a unor puncte materiale fără dimensiuni (planetele), în jurul unui alt punct material (Soarele.)* Noi știm astăzi cu precizie, datorită măsurătorilor directe efectuate cu sateliți și nave cosmice, că spațiul interplanetar, departe de a fi un spațiu vid, este „umplut" literalmente cu gaze, pulberi, plasmă și radiații de tot felul, astfel încît modelul keplerian al acestui sistem ne apare *fizic* suprasimplificat; el corespunde evident informațiilor existente acum 400 de ani.

Acest model reprezintă totuși fundamentul pe care Newton a edificat teoria gravitației în vigoare și astăzi. Cele trei legi empirice ale lui Kepler i-au permis lui Newton ca, în conformitate cu propriile axiome asupra mișcării. să deducă natura forței fundamentale cu care Soarele acționează asupra planetelor, „abătîndu-le în permanență de la mișcarea lor rectilinie și uniformă", forța gravitației și legea atracției universale. Să pornim deci împreună cu Newton (bineînțeles în interpretarea matematică actuală) la descoperirea legii sale a gravitației.

În figura 8 s-a reprezentat traiectoria descrisă de o planetă P în jurul Soarelui O conform cu legea I a lui Kepler, unde sistemul de coordonate are originea în Soare, iar planul xOy conține traiectoria (elipsa este o curbă plană). Fie r și θ coordonatele polare ale punctului P, considerînd axa Ox ca axă polară.

Este evident, datorită axiomelor lui Newton, că rotația planetei P în jurul punctului O se execută sub acțiunea unei forțe a cărei direcție și mărime urmează de-abia să le determinăm. Dar, indiferent de direcția și valoarea forței care ar acționa realmente asupra punctului P, aceasta poate fi descompusă după două direcții date: fie aceste direcții cea a razei vectoare r și o alta perpendiculară pe r. În general, din simple considerații cinematice

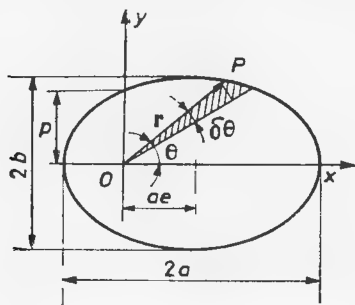


Fig. 8. Parametrii mișcării eliptice.

componenta accelerației punctului P, pe direcția razei vectoare $\mathbf{r}$ și în sensul acestui vector, are ca valoare algebrică expresia

$$a_r = \ddot{r} - r\dot{\theta}^2, \qquad (2.1)$$

unde punctele reprezintă derivatele respective în raport cu timpul, iar cealaltă componentă, perpendiculară pe $\mathbf{r}$, are valoarea

$$a_\theta = \frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(r^2\dot{\theta}). \qquad (2.2)$$

Observăm că dacă această din urmă valoare este nulă, putem scrie $r^2\dot{\theta} = \text{const}$. Pentru o deplasare elementară $\mathrm{d}\theta$ (fig. 8) produsul $r^2\mathrm{d}\theta/2$ reprezintă aria elementară $\mathrm{d}S$, descrisă de raza vectoare $\mathbf{r}$, astfel încît condiția

$$r^2\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t} = 2\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}t} = C = \text{const}, \qquad (2.3)$$

exprimă faptul că raza vectoare a punctului P descrie arii proporționale cu timpul (viteză areolară constantă), adică tocmai legea a II-a a lui Kepler.

Această lege arată deci că accelerația planetei P se găsește situată în întregime pe direcția razei vectoare $\mathbf{r}$ care trece prin O: este o accelerație centrală. Forța care acționează asupra planetei și care produce această accelerație, conform cu legea a II-a a lui Newton, avînd aceeași direcție va fi dirijată în permanență spre Soare: este o forță centrală. Prin urmare, mișcarea pe traiectorii eliptice a planetelor, afirmată de legea I a lui Kepler, va fi datorată exclusiv acestei forțe centrale.

Se cuvine să facem aici o paranteză. Așa cum am văzut mai sus, constanta ariilor, C (respectiv mișcarea cu viteză areolară constantă) presupune explicit lipsa oricărei accelerații transversale ($a_\theta = 0$), adică a oricărei accelerații pe direcția mișcării punctului (planetei). Dacă spațiul circumsolar nu ar fi absolut vid și ar conține materie (gaze, pulberi, radiații etc.), atunci accelerația transversală nu ar mai putea fi nulă și C nu ar mai putea fi constant în timp, deoarece mișcarea planetei ar fi accelerată sau frînată tangențial, funcție de viteza relativă dintre materia interplanetară și planetă. Aceasta arată că legile lui Kepler (mai exact a II-a lege a sa) *presupun explicit mișcarea corpurilor în vid absolut.*

Așa cum arată cercetările moderne de specialitate, mișcarea nici unei planete a sistemului solar nu respectă, practic, cu rigurozitate, legile lui Kepler și este foarte probabil că aceasta se datorește tocmai simplificărilor pe care aceste legi le presupun în raport cu structura reală a spațiului circumsolar, pe care astăzi îl putem explora direct. Același lucru se întîmplă nu numai în îndepărtatul spațiu circumsolar, dar și în familiarul spațiu circumterestru. Sateliții artificiali lansați pe orbite circumterestre nu au o viață infinită ($C = \text{const}$) cum ar presupune legile lui Kepler: mai devreme sau mai tîrziu ei cad, fără excepție, pe Pămînt, din cauza interacțiunii cu materia cosmică, pe care aceste legi o neglijează.

În afara mișcării în vid absolut, legile lui Kepler mai presupun însă explicit și *mișcarea inerțială*, adică acea categorie de mișcare, care va juca un rol central în teoria lui Newton și în toate teoriile asupra gravitației care i-au urmat. Într-adevăr, accelerația pe direcția mișcării fiind nulă ($a_\theta = 0$) și *forța pe direcția mișcării este nulă*, adică planetele se mișcă în virtutea inerției, în absența oricărei forțe motoare; forța centripetă cu care Soarele acțio-

nează asupra planetelor nu face decît să „curbeze traiectoria" acestora, abătîndu-le — cum spune Newton — de la mişcarea lor rectilinie şi uniformă.

Ceea ce trebuie să reţinem în mod deosebit din cele de mai sus este că *mişcarea inerţială ca element fundamental este introdusă în teoria newtoniană a gravitaţiei tocmai de către legile lui Kepler*; legea forţelor gravitaţionale dedusă pe această bază nu va putea fi deci valabilă decît în raport cu sistemele de referinţă inerţiale, care vor fi astfel „privilegiate apriori" în teoria newtoniană a gravitaţiei. Să mai reţinem din cele de mai sus faptul că afirmarea mişcării punctului material greu în vid absolut (spaţiu complet lipsit de orice altă substanţă) este similară cu afirmarea mişcării inerţiale. Reciproc, mişcarea inerţială (rectilinie şi uniformă) a unui punct (corp) material nu va fi posibilă decît în vid absolut, mai concret, într-un univers complet lipsit de orice altă substanţă.

Să continuăm însă expunerea teoriei newtoniene a gravitaţiei. Din geometrie se ştie că ecuaţia unei elipse în coordonate polare r, θ este

$$\frac{1}{r}=\frac{1}{p}+\frac{e}{p}\cos\theta, \tag{2.4}$$

cu

$$p=a(1-e^2), \tag{2.5}$$

unde a este semiaxa mare a elipsei, e excentricitatea şi p parametrul său (fig. 8).

Din relaţia (2.3) deducem

$$\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}=\frac{C}{r^2}, \tag{2.6}$$

unde C este aşa-numita constantă a ariilor. Ţinînd cont de această relaţie, putem scrie succesiv:

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}&=\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}\theta}\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}=\frac{C}{r^2}\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}\theta}=-C\frac{d}{d\theta}\left(\frac{1}{r}\right),\\ \frac{\mathrm{d}^2r}{\mathrm{d}t^2}&=-C\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\theta^2}\left(\frac{1}{r}\right)\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}=-\frac{C^2}{r^2}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\theta^2}\left(\frac{1}{r}\right),\end{aligned} \tag{2.7}$$

iar din relaţia (2.4) putem calcula

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta}\left(\frac{1}{r}\right)=-\frac{e}{p}\sin\theta, \tag{2.8}$$

$$\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\theta^2}\left(\frac{1}{r}\right)=-\frac{e}{p}\cos\theta. \tag{2.9}$$

Din aceeaşi relaţie rezultă

$$-\frac{e}{p}\cos\theta=\frac{1}{p}-\frac{1}{r}, \tag{2.10}$$

deci putem scrie

$$\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\theta^2}\left(\frac{1}{r}\right)=\frac{1}{p}-\frac{1}{r}. \tag{2.11}$$

Dacă substituim această expresie în (2.7), obținem

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{C^2}{pr^2} + \frac{C^2}{r^3}, \tag{2.12}$$

de unde, ținînd cont de relațiile (2.1), (2.6) și (2.12) vom avea componenta radială a accelerației

$$a_r = -\frac{C^2}{pr^2}. \tag{2.13}$$

Accelerația radială a planetei (alta nici nu există!) este deci proporțională cu pătratul distanței pînă la Soare; semnul minus arată că ea este îndreptată spre Soare.

Să explicăm, în continuare, cu ajutorul celei de a treia legi a lui Kepler, expresia acestei accelerații centrale și respectiv expresia forței care o provoacă. Dacă integrăm ecuația (2.3) pentru intervalul de timp corespunzător unei revoluții complete, T, avem

$$2S = CT, \tag{2.14}$$

unde S este aria elipsei parcursă de planetă în timpul T. Axa mare și respectiv axa mică a acestei elipse sînt a și b, deci $S = \pi ab$, adică putem scrie

$$CT = 2\pi ab = 2\pi a^2\sqrt{1 - e^2}, \tag{2.15}$$

deoarece pentru o elipsă

$$b = a\sqrt{1 - e^2}, \tag{2.16}$$

de unde

$$C^2 = \frac{4\pi^2 a^4}{T^2}(1 - e^2). \tag{2.17}$$

Introducînd această valoare în (2.13), rezultă

$$a_r = -\frac{C^2}{ar^2(1 - e^2)} = -\frac{4\pi^2 a^3}{T^2 r^2}. \tag{2.18}$$

A treia lege a lui Kepler ne spune însă explicit că pentru toate planetele

$$\frac{a^3}{T^2} = \text{const}, \tag{2.19}$$

deci expresia

$$k = \frac{4\pi^2 a^3}{T^2} = \text{const}, \tag{2.20}$$

este o constantă generală, aceeași pentru toate planetele sistemului solar, adică este o constantă independentă de „natura“ acestor planete. Rezultă că accelerația oricăreia dintre ele va avea forma

$$a_r = -\frac{\text{const}}{r^2} = -\frac{k}{r^2}, \tag{2.21}$$

adică va fi o accelerație îndreptată spre Soare (semnul minus), care nu depinde decît de distanța dintre planetă și Soare, fiind invers proporțională cu pătratul acestei distanțe.

Cu aceasta Newton a rezolvat problema privitoare la natura forței „centripete“ cu care Soarele acționează asupra planetelor, deoarece, conform cu axioma sa a doua a mișcării,

$$F = \frac{d}{dt}(mv) = m\frac{dv}{dt} = -\frac{k}{r^2}m, \tag{2.22}$$

forța este proporțională cu accelerația, avînd aceeași direcție și același sens.

Forța cu care Soarele acționează planetele este atît de direct sugerată de cele trei legi ale lui Kepler, încît nu este de mirare faptul că mai mulți contemporani ai lui Newton au avut simultan intuiția acestei forțe. A fost însă nevoie de geniul lui Newton pentru a elabora această a doua axiomă a sa, care a devenit legea fundamentală a mecanicii și, mai ales, pentru a fundamenta coerent ceea ce avea să devină teoria gravitației universale.

2.2. LEGEA GRAVITAȚIEI UNIVERSALE

Este oare această forță de atracție o proprietate specifică numai Soarelui, așa cum o forță similară este specifică unui magnet, sau reprezintă ea o proprietate comună tuturor corpurilor cerești? Telescoapele vremii permiteau deja observarea directă și a altor „sisteme solare“ miniaturale, așa cum este, de exemplu, sistemul de sateliți ai lui Jupiter, astfel încît răspunsul la această întrebare părea să fie afirmativ.

Încă în anul 1639 un tînăr astronom cu destin tragic — Horrocks (1619—1641) — arătase că și mișcarea Lunii se supune legilor lui Kepler și evidențiase chiar variația excentricității și oscilația axei mari a orbitei lunare. Aceasta însemna pentru Newton că și Luna este atrasă de Pămînt cu o forță invers proporțională cu pătratul distanței Pămînt-Lună, la fel ca și în cazul Soare-planetă. Este oare posibil ca această forță de atracție a Pămîntului să fie identică cu cea care provoacă căderea corpurilor la suprafața sa?

Forța cu care Pămîntul atrage un corp oarecare (greutatea corpului) poate fi scrisă conform cu axioma a doua: $F = mg$. Newton cunoștea valoarea accelerației gravitaționale la suprafața Pămîntului, $g = 9{,}81\ \mathrm{ms}^{-2}$, din experiențele sale asupra pendulului. Aproximînd Luna cu un punct și orbita lunară cu o circumferință ($r = a$), din relația (2.18) se poate deduce accelerația radială a Lunii în mișcarea sa de revoluție în jurul Pămîntului

$$\gamma = \frac{4\pi^2 a}{T^2}. \tag{2.23}$$

Estimarea distanței a dintre Pămînt și Lună era pe atunci relativ incertă și se spune (Pemberton) că Newton a întîrziat cu peste 20 de ani publicarea operei sale din cauza acestei incertitudini. El s-a fixat în final asupra valorii de circa 60 de raze terestre, adică, ținînd cont de vechea definție a metrului,

$$a = 60 \times \frac{40\,000\,000}{2\pi}\ \text{metri.}$$

Perioada revoluției Lunii fiind cunoscută,

$$T = 27\text{d}\ 7\text{h}\ 43\ \text{min}\ 12\ \text{s} \sim 40\,000\ \text{min},$$

și presupunînd că ambele accelerații — cea a Lunii și cea a corpului în cădere la suprafața Pămîntului — variază invers proporțional cu pătratul distanței, accelerația gravitației, g, la sol, adică la distanța de o rază terestră de centrul Pămîntului, ar trebui să fie de 3 600 ori mai mare decît accelerația gravitației la nivelul orbitei Lunii, aflată la o distanță de circa 60 de raze terestre, de unde rezultă

$$g = 3600 \times 4\pi^2 \cdot 60 \times \frac{40\,000\,000}{2\pi} \frac{1}{(40\,000)^2} \frac{1}{(60)^2} \sim 9{,}42\ \text{m/s}^2.$$

Iată așadar o verificare foarte concretă! Avînd în vedere imprecizia datelor de observație de care dispunea, Newton a considerat concordante cele două valori ale accelerației gravitaționale, cea calculată din mișcarea Lunii și cea măsurată experimental la suprafața Pămîntului, conchizînd: *„Forța de atracție cu care Luna este reținută de Pămînt pe orbita sa nu este altceva decît gravitatea terestră extinsă la nivelul orbitei Lunii"*. Această verificare cantitativă, nu tocmai exactă, i-a permis totuși intuiției geniale a lui Newton generalizări cu totul remarcabile. Nu putem să nu remarcăm aici, prin comparație, faptul aparent contradictoriu, că deși în zilele noastre se fac multe experimente sofisticate și scumpe, cu aparatură ultramodernă, și se obțin precizii de determinare la a șasea sau la a șaptea zecimală, ele nu aduc la drept vorbind nimic nou, din punct de vedere principial, în special în domeniul teoriei gravitației.

Deci dacă Luna gravitează către Pămînt în modul arătat, urmează că și sateliții lui Jupiter și ai lui Saturn vor gravita, ca și planetele în jurul Soarelui, după aceleași legi, adică toate planetele sistemului solar vor poseda această însușire a gravitației. La acest stadiu al demonstrației sale, Newton scrie în scolia propoziției a V-a, teorema a V-a: *„Pînă acum am numit forță centripetă, forța cu care corpurile cerești sînt menținute pe orbitele lor. Dar constatăm că ea este aceeași cu gravitatea și, de aceea, de acum înainte, o vom numi gravitație"*.

Această generalizare permite să explicităm expresia (2.22) a forței de gravitație. Dacă Soarele atrage planeta cu o forță

$$\mathbf{F}_{sp} = -m\frac{k}{r^2}\mathbf{r}_0, \tag{2.24}$$

unde m este masa planetei, k o constantă care depinde numai de proprietățile Soarelui și $\mathbf{r}_0$ versorul direcției forței, atunci și planeta va atrage Soarele cu o forță

$$\mathbf{F}_{ps} = M\frac{k_1}{r^2}\mathbf{r}_0, \tag{2.25}$$

dirijată înspre planetă, unde M este masa Soarelui și k_1 o constantă care depinde numai de proprietățile planetei. Admițînd acum cea de a treia axiomă a lui Newton, adică egalitatea dintre acțiune și reacțiune, vom putea spune că cele două forțe, $\mathbf{F}_{sp}$ și $\mathbf{F}_{ps}$, sînt egale, de unde rezultă

$$mk = Mk_1, \tag{2.26}$$

adică

$$G = \frac{k}{M} = \frac{k_1}{m} = \text{const}, \tag{2.27}$$

și

$$k = GM\,;\; k_1 = Gm. \tag{2.28}$$

Vom putea scrie deci, în general, expresia forței gravitaționale dintre două corpuri de masă M și m sub forma

$$F = G\frac{Mm}{r^2}\,. \tag{2.29}$$

Aceasta este celebra lege a forțelor gravitației universale a lui Newton. Constanta G, care a primit ulterior numele de *constanta gravitației universale*, a fost măsurată pe Pămînt — prin experimentul Cavendish (1798) — și i s-a atribuit valoarea $G = 6{,}67 \cdot 10^{-8}$ dyn $\cdot$ cm^2 $\cdot$ g^{-2}, în sistemul de unități CGS. Prin această determinare a lui Cavendish au devenit posibile în mecanica cerească calcule cu valori absolute, anterior aceste calcule fiind făcute în valori relative, astfel încît valoarea nedeterminată G să se simplifice. Anticipînd, vom spune că tocmai această „constantă" este în prezent pusă sub semnul întrebării de rezultatele concordante ale unor cercetări recente din diverse domenii ale fizicii și geofizicii și că ea va juca un rol important în discuția noastră ulterioară.

Din legea forțelor (2.29) și ținînd cont de relațiile (2.27) și (2.29), putem determina timpul de revoluție al planetei aflată pe orbita sa eliptică, adică perioada de revoluție T:

$$T = \frac{2\pi a^{3/2}}{GM}\,. \tag{2.30}$$

Această relație, care respectă, după cum se poate ușor constata, legea a treia a lui Kepler, prezintă o importanță practică deosebită, deoarece perioada de revoluție este parametrul cel mai direct și mai precis observabil al mișcării planetelor în jurul Soarelui și, în consecință, ea permite una dintre cele mai exacte metode de verificare a teoriei gravitației newtoniene.

2.3. MIȘCAREA ÎN CÎMPUL GRAVITAȚIONAL NEWTONIAN

Fiind în posesia legii forțelor de atracție gravitațională, putem pune împreună cu Newton problema inversă: care este traiectoria unui punct material de masă m, supus permanent acțiunii unei forțe dirijată înspre centrul O al Soarelui și care variază invers proporțional cu pătratul distanței? În limbaj matematic modern, zicem că particula de masă m se mișcă într-un *cîmp de forțe centrale*, în care energia sa potențială $U(r)$ depinde numai de distanța r pînă la centrul de forță O și unde forța $\mathbf{F}(r)$, care acționează asupra particulei,

$$\mathbf{F}(r) = -\frac{dU(r)}{dr}\frac{\mathbf{r}}{r}\,, \tag{2.31}$$

nu depinde nici ea, în valoarea absolută, decît de r și este orientată în fiecare punct după vectorul de poziție.

Energia totală (cinetică + potențială) a particulei

$$E = \frac{mv^2}{2} + U(r), \tag{2.32}$$

care *rămîne constantă în cursul mișcării*, poate fi scrisă, ținînd cont de componentele vitezei în mișcarea plană (2.51), astfel

$$E = \frac{m}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}) + U(r) = \frac{m\dot{r}^2}{2} + \frac{\mathfrak{M}^2}{2mr^2} + U(r), \tag{2.33}$$

unde

$$\mathfrak{M} = mr^2\dot{\theta} = mC = \text{const}, \tag{2.34}$$

este *momentul cinetic* al particulei m. Rezultă

$$\dot{r} \equiv \frac{dr}{dt} = \sqrt{\frac{2}{m}[E - U(r)] - \frac{\mathfrak{M}^2}{m^2r^2}}, \tag{2.35}$$

sau, separînd variabilele și integrînd,

$$t = \int \frac{dr}{\sqrt{\frac{2}{m}[E - U(r)] - \frac{\mathfrak{M}^2}{m^2r^2}}} + \text{const}. \tag{2.36}$$

Din (2.34) avem

$$d\theta = \frac{\mathfrak{M}}{mr^2}\,dt, \tag{2.37}$$

astfel încît exprimînd pe dt conform cu (2.35) și integrînd obținem

$$\theta = \int \frac{\frac{\mathfrak{M}}{r^2}\,dr}{\sqrt{2m[E - U(r)] - \frac{\mathfrak{M}^2}{r^2}}} + \text{const}. \tag{2.38}$$

Aceasta este ecuația traiectoriei particulei m în cîmpul de forțe centrale considerat. Pentru a o explicita observăm că, conform cu (2.29) și (2.31) avem

$$U(r) = -\int F(r)\,dr = -\frac{km}{r} = -\frac{\alpha}{r}, \tag{2.39}$$

unde am considerat evident că

$$\lim_{r \to \infty} U(r) \to 0. \tag{2.40}$$

Introducînd relația (2.39) în (2.37) și făcînd o integrare elementară, obținem în final

$$\theta = \arccos \frac{\frac{\mathfrak{M}}{r} - \frac{m\alpha}{\mathfrak{M}}}{\sqrt{2mE + \frac{m^2\alpha^2}{\mathfrak{M}^2}}} + \text{const}. \tag{2.41}$$

Să alegem originea unghiurilor θ astfel încît const = 0 și să introducem notațiile

$$p = \frac{\mathfrak{M}^2}{m\alpha}; \quad e = \sqrt{1 + \frac{2E\mathfrak{M}^2}{m\alpha^2}}. \qquad (2.42)$$

Vom putea scrie atunci formula (2.41) a traiectoriei sub forma

$$\frac{p}{r} = 1 + e\cos\theta; \qquad (2.43)$$

aceasta este într-adevăr ecuația unei secțiuni conice, avînd focarul în originea coordonatelor, identică cu ecuația (2.4). Alegerea originii lui θ este, așa cum se vede din (2.43), punctul pentru care $\theta = 0$ este cel mai apropiat de centrul de forță. Acest punct se numește *periheliul* orbitei, punctul diametral opus fiind *afeliul*. În mișcarea sa eliptică în jurul Soarelui, Pămîntul trece prin periheliul orbitei sale la sfîrșitul lunii decembrie și prin afeliu la sfîrșitul lunii iunie. Axa mare a elipsei, care unește aceste două puncte opuse, se numește *linia apsidelor*. Conform formulelor cunoscute din geometria analitică, semiaxa mare și semiaxa mică ale elipsei sînt

$$a = \frac{p}{1 - e^2} = \frac{\alpha}{2|E|}; \quad b = \frac{p}{\sqrt{1 - e^2}} = \frac{\mathfrak{M}}{\sqrt{2m|E|}}. \qquad (2.44)$$

În felul acesta Newton nu numai că regăsește în întregime — conform teoriei sale — cele trei legi empirice, revelate de Kepler din mișcarea eliptică a planetelor, dar are posibilitatea să extindă această mișcare, afirmînd existența unor posibile mișcări noi: cele *parabolice* și cele *hiperbolice*. Într-adevăr, din (2.42) observăm că dacă $E < 0$, excentricitatea devine $e < 1$, adică orbita va fi o elipsă, dacă $E = 0$, $e = 1$ și orbita va fi o parabolă și, în sfîrșit, dacă $E > 0$, $e > 1$, orbita va fi o hiperbolă, conform cu proprietățile geometrice generale ale conicelor. Această extindere a categoriei de mișcări posibile în sistemul solar a fost pe larg confirmată de mișcarea observată a cometelor, bolizilor, meteoriților și a navelor spațiale lansate de pe Pămînt în cosmos.

Dacă înlocuim în (2.32) expresia (2.39) a energiei potențiale, avem

$$E = \frac{mv^2}{2} - \frac{km}{r}, \qquad (2.45)$$

de unde

$$v^2 = \frac{2k}{r} + \frac{2E}{m}, \qquad (2.46)$$

sau

$$v^2 = \frac{2k}{r} + h, \qquad (2.47)$$

unde $h = 2E/m$ este așa-numita *constantă a energiei*, care rămîne aceeași în tot timpul mișcării, ea depinzînd numai de condițiile inițiale

$$h = v_0^2 - \frac{2k}{r_0}, \qquad (2.48)$$

mai precis de valoarea vitezei inițiale (dar nu de direcția și de sensul ei) și de poziția inițială a punctului material. Lansînd, de exemplu, un corp oarecare în cîmpul gravitațional al centrului de forță O, aceste valori vor hotărî dacă traiectoria corpului va fi o elipsă, o parabolă sau o hiperbolă. Dacă $v^2 < 2k/r_0$ atunci h și deci E vor fi negative (adică $e < 1$), dacă $v^2 = 2k/r_0$, h și deci E sînt nule (adică $e = 1$) și, în sfîrșit, dacă $v^2 > 2k/r_0$, h și deci E vor fi pozitive (adică $e > 1$). Expresia (2.46) este cunoscută sub numele de *integrala forțelor vii* și joacă un rol important în teoria gravitației newtoniene.

Astfel dacă putem determina prin observație parametrii v_0 și r_0 ai traiectoriei unui astru nou descoperit (de exemplu, o nouă cometă), am putea identifica, teoretic vorbind, cu ușurință tipul traiectoriei sale. Newton a indicat chiar o metodă de determinare completă a traiectoriei parabolice a unei comete, din cunoașterea a numai trei poziții ocupate de acest astru pe cer la momente diferite de observație și a aplicat cu succes metoda sa la studiul mișcării cometelor observate în 1680 și 1682.

Mișcarea parabolică sau hiperbolică nu mai sînt desigur mișcări periodice; de aceea, un corp avînd viteza critică (parabolică)

$$v = \sqrt{\frac{2k}{r}} = \sqrt{\frac{2GM}{r}}, \tag{2.49}$$

va părăsi definitiv sistemul centrului de forță O. Această viteză de „evadare" este, pentru un satelit lansat în jurul Pămîntului (a doua viteză cosmică), $v = 11{,}89$ km/s.

Acestea ar fi în linii mari fundamentele teoriei gravitației a lui Newton. Totul pare aici nu numai logic și clar, dar și deosebit de bine fundamentat, atît sub aspect principial cît și sub aspect fenomenologic. Totuși ... lucrurile nu stau așa, mai bine zis, nu stau tocmai așa. Vom avea ocazia să discutăm pe larg o serie întreagă de aspecte mai puțin (sau chiar deloc) fundamentate ale acestei teorii. Acum vom analiza foarte pe scurt unul din aceste aspecte, poate cel mai important în contextul *clasic* al criticii teoriei newtoniene și anume cel referitor la forțele centrifuge.

După cum se știe, într-un cîmp de forțe centrale, teorema energiei (care rezultă simplu din axiomele lui Newton) poate fi scrisă sub forma

$$\frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(mv^2) = F\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}. \tag{2.50}$$

Dacă substituim aici expresia generală a vitezei din mișcarea plană, avînd o componentă radială și una tangențială,

$$v^2 = v_r^2 + v_\theta^2 = \left(\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}\right)^2 + r^2\left(\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}\right)^2 = \frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} + \frac{C^2}{r^2}, \tag{2.51}$$

obținem

$$\frac{m}{2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left[\left(\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}\right)^2 + \frac{C^2}{r^2}\right] = F\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}, \tag{2.52}$$

sau, efectuînd derivarea,

$$\frac{m}{2}\left(2\frac{\mathrm{d}^2r}{\mathrm{d}t^2} + 2\frac{C^2}{r^3}\right)\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} = F\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}, \tag{2.53}$$

de unde rezultă

$$m\frac{d^2r}{dt^2} = F + \frac{mC^2}{r^3}, \tag{2.54}$$

unde F reprezintă forța centrală activă, iar, în cazul mișcării planetare forța gravitațională a Soarelui. Putem scrie deci

$$m\frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{mk}{r^2} + \frac{mC^2}{r^3}. \tag{2.55}$$

Comparînd acum această expresie a ecuației mișcării într-un cîmp de forțe centrale cu ecuația generală a mișcării $ma = F$, constatăm cu surprindere că de fapt în ecuația mișcării planetelor, conform teoriei newtoniene, pe lîngă forța gravitațională F_N, descoperită și clarificată de Newton și care variază invers proporțional cu pătratul distanței, figurează și o altă forță F_c

$$ma_r = m\frac{d^2r}{dt^2} = F_N + F_c, \tag{2.56}$$

care *variază invers proporțional cu cubul distanței* și despre care teoria newtoniană a gravitației nu ne-a spus absolut nimic! Ce fel de forță poate fi aceasta? Este vorba evident de o forță „suplimentară“ de respingere (semnul +) dar ce reprezintă și, mai ales, de unde provine ea?

Înlocuind valoarea cunoscută a constantei în expresia lui F_c ne putem ușor convinge că este vorba pur și simplu de banala forță centrifugă, pe care o cunoaștem empiric din mișcarea de rotație a corpurilor. Huygens și Newton au găsit experimental — independent unul de altul — că această forță centrifugă variază la suprafața Pămîntului invers proporțional cu cubul distanței pînă la centrul mișcării, fiind orientată în sensul razei vectoare. Newton încorporează deci *ad hoc* această forță de proveniență necunoscută în *teoria* sa a gravitației; un cîmp de forțe *fictive* pe care el îl suprapune peste cîmpul gravitațional al Soarelui pentru a putea echilibra forța gravitațională și a putea explica astfel mișcarea observată a planetelor.

Într-adevăr ecuația (2.54) definește mișcarea relativă pe direcția razei vectoare și arată că această mișcare este aceeași ca și cum raza vectoare ar fi fixă și asupra planetei ar acționa nu numai forța de atracție gravitațională exercitată de Soare, ci și o forță de respingere a cărei sursă rămîne nespecificată. Să presupunem că la un moment dat cele două forțe F_N și F_c se echilibrează perfect; ecuația (2.55) devine în acest caz

$$\frac{d^2r}{dt^2} = 0, \tag{2.57}$$

de unde, integrînd de două ori, obținem

$$r = C_1t + C_2. \tag{2.58}$$

Dacă considerăm $t = 0$ la momentul echilibrului, avem

$$|r|_{t=0} = r_0; \quad \left|\frac{dr}{dt}\right|_{t=0} = v_0 \tag{2.59}$$

și atunci ecuația mișcării devine

$$r = v_0t + r_0, \tag{2.60}$$

iar mobilul va începe să se apropie sau să se depărteze de centru după sensul lui v_0 pe direcţia razei vectoare. Dacă mobilul se îndepărtează de centru, din (2.55) rezultă că forţa centrifugă, scăzînd cu cubul distanţei, va scădea mai repede decît cea gravitaţională şi va rezulta o forţă de atracţie netă care va opri, în cele din urmă, mişcarea mobilului de-a lungul lui r (să zicem la distanţa r_2), dirijîndu-l apoi în sens invers către centrul de forţă. Mişcarea va continua în acest sens trecînd prin r_0 unde cele două forţe antagonice sînt perfect echilibrate; dar mobilul are deja aici o viteză $v = -v_0$ şi va continua mişcarea sa pînă în punctul r_1 unde forţa centrifugă, care acum creşte mai repede decît cea gravitaţională, îl va opri din nou, ciclul repetîndu-se apoi identic. Acesta este de fapt mecanismul fizic descris de teoria newtoniană a mişcării gravitaţionale a planetelor; el nu este mai complicat decît cel al mişcării unui pendul simplu.

După cum se vede, într-un astfel de mecanism fizic forţele centrifuge deţin un rol important, absolut egal cu cel al forţelor gravitaţionale şi introducerea lor în teoria gravitaţiei ar trebui evident să fie motivată. Explicaţia platonică dată de Newton este confuză şi absolut neconvingătoare: ele ar proveni din cauza rotaţiei corpului faţă de spaţiul absolut (această din urmă noţiune, despre care vom mai avea ocazia să discutăm, este ea însăşi un concept *aprioric* neintuitiv şi nesupus nici unui experiment). Dar în mişcările rectilinii nu apar astfel de forţe centrifuge; aceasta se datorește, după Newton, faptului că mişcările rectilinii ar fi *relative*, spre deosebire de cele circulare care ar fi *absolute*.

Aceste clasificări arbitrare şi speculaţii cu caracter filozofic, menite să justifice într-un fel introducerea în teorie a forţelor centrifuge, au fost criticate aspru de către personalităţi proeminente ale fizicii, dar natura forţelor centrifuge nu a fost clarificată nici pînă astăzi. Ernst Mach a formulat totuşi ipoteza că aceste forţe ar fi datorate atracţiei gravitaţionale exercitate de către toate celelalte mase materiale existente în univers; această ipoteză a dus ulterior la elaborarea unor noi teorii, foarte moderne, asupra gravitaţiei (D. Sciama, Brans-Dicke etc.), de unde se vede cît de bogată în consecinţe este problema forţelor centrifuge. În orice caz, această problemă nerezolvată reprezintă în principiu unul din punctele cele mai slabe ale teoriei newtoniene a gravitaţiei.

Dacă teoria newtoniană a gravitaţiei descrie, conform mecanismului fizic examinat mai sus, numai mişcarea de-a lungul razei vectoare a punctului material greu, înseamnă oare că ea nu ar putea de fapt să explice coerent mişcarea cvasicirculară a planetelor în jurul Soarelui? Desigur ea poate face acest lucru, dar pentru aceasta este necesar să se introducă un nou *amendament:* dacă aplicăm „din afară" punctului material, care se mişcă pe direcţia razei vectoare în modul arătat un impuls perpendicular pe această rază vectoare, punctul material va descrie într-adevăr elipsa lui Kepler şi mişcarea sa va respecta cele trei legi kepleriene.

Pentru a explica coerent mişcarea planetară, teoria gravitaţiei are deci nevoie şi de acest „impuls iniţial", căruia Newton îi dă o motivaţie divină, care ar vrea să spună: cîndva Dumnezeu a lansat în jurul Soarelui aceste planete, alegînd pentru fiecare dintre ele o anumită constantă a ariilor. O astfel de irelevanţă constituie evident o nouă lipsă esenţială a teoriei gravitaţiei şi nu o simplă problemă de ipoteză cosmogonică a sistemului nostru solar.

Mecanismul fizic al mişcării planetare, examinat mai sus, poate fi uşor interpretat matematic, în felul următor. Expresia (2.33) arată că partea

radială a mişcării poate fi considerată drept o *mişcare liniară într-un cîmp de energie potențială „eficace"*

$$U_{ef} = U(r) + \frac{\mathfrak{M}^2}{2mr^2}, \tag{2.61}$$

unde $\mathfrak{M}^2/(2mr^2)$ este aşa-numita energie centrifugă. Valorile lui r, pentru care

$$E = U(r) + \frac{\mathfrak{M}^2}{2mr^2}, \tag{2.62}$$

determină limitele domeniului de mişcare în raport cu distanța pînă la centru. Cînd egalitatea (2.62) are loc, $\dot{r}$ se anulează. Aceasta nu înseamnă că particula se opreşte (ca într-o mişcare liniară veritabilă), deoarece viteza $\dot{\theta}$ nu se anulează; egalitatea înseamnă un „punct de întoarcere" al traiectoriei, în care funcția $r(t)$ din crescătoare devine descrescătoare sau invers. Dacă domeniul de variație posibilă a lui r este limitat de singura condiție $r \geqslant r_{min}$, mişcarea particulei va fi infinită: traiectoria începe la infinit şi se sfîrşeşte la infinit. Dacă acest domeniu are două limite, r_{min} şi r_{max}, mişcarea este finită şi traiectoria este conținută în întregime în interiorul unui inel limitat de cercurile $r = r_{max}$ şi $r = r_{min}$.

În figura 9 este reprezentată variația energiei potențiale „eficace" a cîmpului gravitațional, conform relației (2.61). După forma curbei este evident că pentru $E > 0$ mişcarea particulei va fi infinită şi pentru $E < 0$ finită. Cînd $r \to 0$, ea tinde către $+\infty$ şi cînd $r \to \infty$ ea tinde către zero, trecînd prin valori negative. Funcția trece printr-un minim.

$$U_{ef\,min} = -\frac{\alpha^2 m}{2\mathfrak{M}^2}, \tag{2.63}$$

cînd

$$r = \frac{\mathfrak{M}^2}{\alpha m} = \frac{C^2}{GM}. \tag{2.64}$$

Se vede din (2.42) că dacă energia particulei are tocmai această valoare, $e = 0$ şi orbita va fi un cerc cu raza dată de (2.64). Se deduce, de asemenea, din (2.47), că în acest caz,

$$v = \frac{GM}{r}, \tag{2.65}$$

care se numeşte *viteză circulară* şi care în cazul mişcării circumterestre (prima viteză cosmică) are valoarea $v = 7{,}912$ km/s.

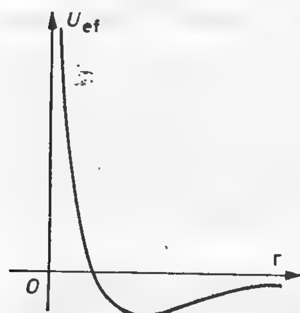


Fig. 9. Energia potențială „eficace" în cîmpul gravitațional newtonian.

Cu valorile a şi e scoase din (2.44) şi (2.42), rădăcinile ecuaţiei $U_{ef}(r) = E$ dau

$$r_{min} = \frac{p}{1+e} = a(1-e); \quad r_{max} = \frac{p}{1-e} = a(1+e). \tag{2.66}$$

Din (2.66) şi (2.64) rezultă relaţia utilă

$$\frac{\mathfrak{M}^2}{\varkappa m} = \frac{C^2}{GM} = a(1-e), \tag{2.67}$$

pe care o vom utiliza în cele ce urmează.

2.4. GENERALIZAREA LEGII GRAVITAŢIEI, A LUI NEWTON: ECUAŢIA LAPLACE-POISSON

Legea gravitaţiei a lui Newton se referă numai la interacţiunea gravitaţională dintre *puncte materiale*. Corpurile cereşti reale la care ea se aplică nu sînt însă simple puncte matematice fără dimensiuni şi problema care se pune este aceea de a şti dacă şi în ce măsură o astfel de suprasimplificare presupusă de teorie este acceptabilă. Cu alte cuvinte se pune problema de a generaliza această lege, astfel încît să fie valabilă efectiv pentru cazul unor corpuri materiale de dimensiuni finite. Evident, soluţia generală — în stil clasic — a problemei, va fi dată de suprapunerea interacţiunii gravitaţionale newtoniene, exercitată de fiecare dintre punctele materiale care alcătuiesc corpul de dimensiuni finite, de însumarea lor, observînd ce devine în acest caz legea gravitaţiei a lui Newton.

Fie A un punct material de masă m şi P un punct de masă unitate; A va exercita asupra lui P o forţă de atracţie

$$F = -G\frac{m}{r^2}, \tag{2.68}$$

unde r este distanţa $\overline{AP}$. Putem considera că o astfel de forţă derivă din funcţia

$$U = G\frac{m}{r}, \tag{2.69}$$

care se numeşte potenţial newtonian (el nu se confundă cu energia potenţială, care este $-U = -GM/r$).

Fie un sistem de axe trirectangulare $Oxyz$, în care coordonatele punctului A sînt a, b şi c, iar cele ale punctului de masă unitate, P, sînt x, y şi z. Vom avea. astfel

$$r = \sqrt{(x-a)^2 + (y-b)^2 + (z-c)^2}, \tag{2.70}$$

iar componentele forţei de atracţie, aplicate punctului P, vor fi

$$X = \frac{\partial U}{\partial x}; \quad Y = \frac{\partial U}{\partial y}; \quad Z = \frac{\partial U}{\partial z}. \tag{2.71}$$

Se observă uşor că

$$r\frac{\partial r}{\partial x} = x - a; \quad r\frac{\partial r}{\partial y} = y - b; \quad r\frac{\partial r}{\partial z} = z - c, \tag{2.72}$$

astfel încît vom putea scrie componentele forței sub următoarea formă echivalentă

$$X = \frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{Gm}{r^2}\frac{\partial r}{\partial x} = Gm\frac{\partial\left(\frac{1}{r}\right)}{\partial x} = -\frac{Gm}{r^3}(x-a),$$

$$Y = \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{Gm}{r^2}\frac{\partial r}{\partial y} = Gm\frac{\partial\left(\frac{1}{r}\right)}{\partial y} = -\frac{Gm}{r^3}(y-b), \tag{2.73}$$

$$Z = \frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{Gm}{r^2}\frac{\partial r}{\partial z} = Gm\frac{\partial\left(\frac{1}{r}\right)}{\partial z} = -\frac{Gm}{r^3}(z-c).$$

Fie acum o masă materială oarecare, conținută într-un volum τ. Vom presupune această masă *omogenă* și vom nota cu ρ masa sa specifică (masa unității de volum), pe care o vom numi simplu densitate. Nu există nici o dificultate în a defini potențialul newtonian, creat de această masă în orice punct P exterior volumului τ. Într-adevăr, dacă mai multe puncte materiale atrag acest punct, atracția rezultantă va fi suma vectorială a atracțiilor individuale, care derivă fiecare dintr-un potențial. Atracția rezultantă derivă deci dintr-un potențial, care este suma potențialelor create individual de diferitele puncte materiale. Putem aplica acest raționament în cazul masei conținută în volumul τ. Fiecare element de volum $d\tau$ are masa $\rho d\tau$ și atrage punctul P situat la distanța r față de acest volum elementar, cu o forță elementară $-G\rho\, d\tau/r^2$, care derivă din funcția de forță $G\rho\, d\tau/r$ și ale cărei componente pe cele trei axe sînt

$$G\rho\frac{\partial\left(\frac{1}{r}\right)}{\partial x}d\tau;\quad G\rho\frac{\partial\left(\frac{1}{r}\right)}{\partial y}d\tau;\quad G\rho\frac{\partial\left(\frac{1}{r}\right)}{\partial z}d\tau. \tag{2.74}$$

Extinzînd la întregul volum τ, care conține masa, găsim pentru componentele forței rezultante

$$X = \iiint_\tau G\rho\frac{\partial\left(\frac{1}{r}\right)}{\partial x}d\tau = -\iiint_\tau G\rho\frac{1}{r^2}\frac{\partial r}{\partial x}d\tau = \frac{\partial}{\partial x}\iiint_\tau G\rho\frac{d\tau}{r},$$

$$Y = \iiint_\tau G\rho\frac{\partial\left(\frac{1}{r}\right)}{\partial y}d\tau = -\iiint_\tau G\rho\frac{1}{r^2}\frac{\partial r}{\partial y}d\tau = \frac{\partial}{\partial y}\iiint_\tau G\rho\frac{d\tau}{r}, \tag{2.75}$$

$$Z = \iiint_\tau G\rho\frac{\partial\left(\frac{1}{r}\right)}{\partial z}d\tau = -\iiint_\tau G\rho\frac{1}{r^2}\frac{\partial r}{\partial z}d\tau = \frac{\partial}{\partial z}\iiint_\tau G\rho\frac{d\tau}{r},$$

ceea ce arată existența unui potențial

$$U = G\rho\iiint_\tau \frac{d\tau}{r}, \tag{2.76}$$

conform cu relația (2.71). Am aplicat aici regula derivării sub semnul integrală, deoarece funcția $1/r$ este definită și continuă în orice punct al volumului τ, punctul P fiind un punct exterior.

Fie $U(x, y, z)$ o funcție de trei variabile; se numește laplacian al acestei funcții și se notează ΔU, expresia

$$\Delta U = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2}. \tag{2.77}$$

Ecuația $\Delta U = 0$ se numește ecuația lui Laplace și orice funcție $U(x, y, z)$ care satisface această ecuație se numește *funcție armonică*. Considerînd punctul fix $A(a, b, c)$ și punctul variabil $P(x, y, z)$, aflate la distanța r unul de celălalt, să arătăm că funcția $1/r$ este o funcție armonică. Vom avea

$$\frac{\partial\left(\frac{1}{r}\right)}{\partial x} = -\frac{1}{r^2}\frac{\partial r}{\partial x} = -\frac{r}{r^3}\frac{\partial r}{\partial x} = \frac{a-x}{r^3}, \tag{2.78}$$

$$\frac{\partial^2\left(\frac{1}{r}\right)}{\partial x^2} = -\frac{1}{r^3} - \frac{3(a-x)}{r^4}\frac{\partial r}{\partial x} = -\frac{1}{r^3} + \frac{3(x-a)}{r^5}. \tag{2.79}$$

Derivînd în același mod în raport cu y și z și adunînd apoi membru cu membru, rezultă

$$\Delta\left(\frac{1}{r}\right) = -\frac{3}{r^3} + \frac{3r^2}{r^5} = 0, \tag{2.80}$$

independent de valorile a, b și c.

Potențialul gravitațional newtonian este deci el însuși o funcție armonică în orice punct exterior masei atractive. Deoarece punctul P este exterior volumului τ, din (2.76) vom putea deduce

$$\frac{\partial U}{\partial x} = G\rho\iiint_\tau \frac{\partial\left(\frac{1}{r}\right)}{\partial x}\,d\tau \quad \text{și} \quad \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = G\rho\iiint_\tau \frac{\partial^2\left(\frac{1}{r}\right)}{\partial x^2}\,d\tau. \tag{2.81}$$

Calculînd în același fel $\partial^2 U/\partial y^2$ și $\partial^2 U/\partial z^2$, vom avea, adunînd,

$$\Delta U = 0.$$

Zicem că în *exteriorul* masei atractive potențialul newtonian satisface ecuația lui Laplace. Dar în *interiorul* acestei mase?

Se numește strat sferic volumul limitat de două sfere concentrice cu centrul O și de raze R_1 și R_2 (fig. 10). Un asemenea strat definește, după cum se poate ușor observa, trei regiuni în spațiu:

1) spațiul stratului însuși, care conține întreaga masă atractivă și este definit prin condiția $R_2 \leqslant R \leqslant R_1$;

2) spațiul *vid interior*, care conține punctul O, definit prin condiția $R < R_2$;

3) spațiul *vid exterior*, definit prin condiția $R < R_1$. Am notat cu R distanța pînă la centru a punctului P, distanța pînă la un element atractiv A al masei fiind în continuare r. Cuvîntul interior poate da naștere la ambiguități: trebuie să facem distincție între interiorul stratului și interiorul masei.

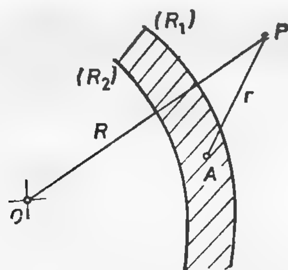


Fig. 10. Strat sferic (schemă pentru determinarea ecuației Laplace-Poisson).

Dacă punctul P este exterior stratului, avem

$$R - R_1 \leqslant r \leqslant R + R_1 \tag{2.83}$$

și

$$\frac{1}{R - R_1} \geqslant \frac{1}{r} \geqslant \frac{1}{R + R_1} \tag{2.84}$$

și, deci, ținînd cont de (2.76),

$$\frac{G}{R + R_1}\iiint_\tau \rho\, d\tau \leqslant U \leqslant \frac{G}{R - R_1}\iiint_\tau \rho\, d\tau, \tag{2.85}$$

integralele fiind extinse la volumul τ al stratului. Dacă M este masa acestui strat, vom avea

$$\frac{GM}{R + R_1} \leqslant U \leqslant \frac{GM}{R - R_1} \tag{2.86}$$

inegalități care arată că U tinde către zero cînd R tinde către infinit. Pe de altă parte, scrise sub forma

$$\frac{GMR}{R + R_1} \leqslant RU \leqslant \frac{GMR}{R - R_1}, \tag{2.87}$$

ele arată că RU tinde către GM cînd R tinde către infinit, deci cînd U tinde către zero ca GM/R.

În *spațiul vid* exterior sau interior stratului, deci în *orice punct exterior masei*, potențialul gravitațional newtonian verifică ecuația lui Laplace, $\Delta U = 0$.

Să punem $U = \Phi(1/R)$, pentru evidente rațiuni de simetrie sferică în jurul punctului O. Vom avea

$$\frac{\partial U}{\partial x} = \Phi'\left(\frac{1}{R}\right)\frac{\partial\left(\frac{1}{R}\right)}{\partial x}, \tag{2.88}$$

accentele reprezentînd derivatele funcției Φ în raport cu variabila $1/R$;

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = \Phi''\left(\frac{1}{R}\right)\left[\frac{\partial\left(\frac{1}{R}\right)}{\partial x}\right]^2 + \Phi'\left(\frac{1}{R}\right)\frac{\partial^2\left(\frac{1}{R}\right)}{\partial x^2}, \tag{2.89}$$

de unde

$$\Delta U = \Phi''\left(\frac{1}{R}\right)\left\{\left[\frac{\partial\left(\frac{1}{R}\right)}{\partial x}\right]^2 + \left[\frac{\partial\left(\frac{1}{R}\right)}{\partial y}\right]^2 + \left[\frac{\partial\left(\frac{1}{R}\right)}{\partial z}\right]^2\right\} + \Phi'\left(\frac{1}{R}\right)\Delta\left(\frac{1}{R}\right). \tag{2.90}$$

Dar $\Delta U = 0$ și $\Delta(1/R) = 0$. Se vede ușor că paranteza mare nu este nulă; urmează că

$$\Phi'\left(\frac{1}{R}\right) = 0. \tag{2.91}$$

Funcția Φ este deci liniară în raport cu variabila $1/R$,

$$\Phi = \frac{A}{R} + B. \tag{2.92}$$

În exteriorul stratului sferic știm că $U = \Phi$ tinde către zero ca GM/R, cînd R tinde către infinit, deci

$$B = 0; \quad A = GM \tag{2.93}$$

și

$$U = \Phi = \frac{GM}{r}. \tag{2.94}$$

Acest rezultat reflectă una dintre teoremele lui Newton: în exteriorul unui strat sferic sau al unei sfere (cazul în care $R_2 = 0$), potențialul creat de *masa omogenă* care umple stratul sau sfera este același *ca și cînd întreaga masă ar fi concentrată în centru.* Unii spun (Adams), contrar celor afirmate anterior, că tocmai datorită faptului că Newton nu reușea să demonstreze o astfel de teoremă ar fi amînat el atîția ani publicarea operei sale.

În spațiul vid interior stratului (nu în interiorul masei), potențialul este constant; aceasta este o altă teoremă a lui Newton. Trebuie desigur ca A să fie egal cu zero pentru a nu avea un potențial infinit în centrul O, deci $\Phi = B =$ const. Într-adevăr, termenul $1/r$ devine infinit în cazul în care punctul atractiv coincide cu punctul P ($AP = r = 0$), ceea ce nu se întîmplă dacă punctul P este exterior masei.

Potențialul fiind constant în interiorul stratului, putem să îl calculăm în centrul O. Fiecare element de volum $\mathrm{d}\tau$ conține masa $\rho\mathrm{d}\tau$ și contribuie la crearea în O a potențialului $G\rho\,\mathrm{d}\tau$. În particular, toate elementele de volum conținute între sferele de raze R și $R + \mathrm{d}R$ sînt situate la distanța R de centru și contribuie la crearea potențialului

$$G\frac{4\pi R^2\rho\,\mathrm{d}R}{R} = 4\pi RG\rho\,\mathrm{d}R. \tag{2.95}$$

Ansamblul masei conținută între sferele de rază R_2 și R_1 creează deci în centrul O potențialul

$$U = \Phi = B = \int_{R_2}^{R_1} 4\pi G\rho R\,\mathrm{d}R = 2\pi G\rho(R_1^2 - R_2^2) = \text{const}. \tag{2.96}$$

Să considerăm punctul P situat în interiorul stratului sferic (în interiorul masei), la distanța R față de centrul O ($R_2 \leqslant R \leqslant R_1$). Potențialul în P este la limită și, datorită continuității, sumă a potențialului creat de stratul conținut între sferele de raze R_2 și R, căruia punctul P îi este exterior, și a potențialului creat de stratul conținut între sferele de raze R și R_1, căruia punctul P îi este interior. Conform cu cele de mai sus, noi știm să calculăm aceste potențiale.

Primul va fi (prima teoremă a lui Newton)

$$U_1 = \frac{4\pi}{3} G\rho \frac{(R^3 - R_2^3)}{R}. \tag{2.97}$$

Al doilea va fi (a doua teoremă a lui Newton)

$$U_2 = 2\pi G\rho(R_1^2 - R^2). \tag{2.98}$$

Deci

$$U = U_1 + U_2 = -\frac{2\pi}{3} G\rho R^2 - \frac{4\pi}{3} G\rho \frac{R_2^3}{R} + 2\pi G\rho R_1^2. \tag{2.99}$$

Deoarece

$$R^2 = x^2 + y^2 + z^2, \tag{2.100}$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{4\pi}{3} G\rho R \frac{\partial R}{\partial x} - \frac{4\pi}{3} G\rho R_2^3 \frac{\partial\left(\frac{1}{R}\right)}{\partial x} = -\frac{4\pi}{3} G\rho x - \frac{4\pi}{3} G\rho R_2^3 \frac{\partial\left(\frac{1}{R}\right)}{\partial x}, \tag{2.101}$$

și

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = -\frac{4\pi}{3} G\rho - \frac{4\pi}{3} G\rho R_2^3 \frac{\partial^2\left(\frac{1}{R}\right)}{\partial x^2}, \tag{2.102}$$

cu termenii analogi în y și z și adunînd membru cu membru, obținem, în final

$$\Delta U = -4\pi G\rho, \tag{2.103}$$

deoarece, așa cum am văzut, $\Delta(1/R) = 0$. Relația (2.103) este ecuația lui Poisson sau ecuația Laplace-Poisson, cum impropriu i se mai spune uneori. Anumiți autori, considerînd potențialul sinonim cu energia potențială, scriu această ecuație fără semnul minus.

Demonstrația anterioară rămîne valabilă și dacă $R_2 = 0$; potențialul gravitațional newtonian în interiorul unei sfere omogene satisface deci ecuația Poisson, în timp ce, în exteriorul acestei sfere el satisface numai ecuația Laplace. Se demonstrează ușor, în mecanica rațională, că ecuația Poisson rămîne valabilă și în interiorul unei mase omogene de o formă oarecare.

Așadar, ecuația Laplace-Poisson ne arată că Newton procedează relativ corect atunci cînd reduce planetele și sistemele lor de sateliți, la „dimensiunile" unor puncte materiale matematice. Desigur, ar fi fost mult mai bine, adică ar fi fost mai conform cu realitatea observabilă, dacă în teoria gravitației s-ar fi putut ține cont direct de dimensiunile reale ale acestor corpuri cerești;

totuși, simplificările newtoniene reprezintă aproximații foarte bune, după cum o demonstrează ecuația Laplace-Poisson. Așa se și explică faptul că rezultatele de calcul ale teoriei gravitației sînt în foarte bun acord cu datele rezultate din mișcarea observată a corpurilor în sistemul nostru solar.

De la Newton și pînă în zilele noastre s-au adus foarte puține contribuții cu caracter principial în domeniul teoriei gravitației newtoniene; s-au făcut în schimb foarte multe generalizări și supergeneralizări ale conceptelor newtoniene, în cadrul diverselor teorii, mai mult sau mai puțin ale gravitației, în special prin extinderea sferei de cuprindere a acestor teorii, la spații din ce în ce mai mari, chiar la scara întregului univers. Asemenea supergeneralizări teoretice trebuie privite — după părerea noastră — cu toată rezerva pe care suprasimplificările amintite o reclamă.

Dacă demonstrația anterioară arată că este permisă (în anumite condiții) reducerea corpurilor de dimensiuni finite la simplul punct material greu, aceasta nu înseamnă că putem absolutiza reprezentările noastre schematice și că trebuie să le înțelegem altfel decît ca simple artificii matematice *conjuncturale*, care ne permit să rezolvăm anumite situații concrete date, așa cum ar fi interacțiunea gravitațională dintre două corpuri și mișcarea lor sub efectul gravitațional. Asemenea artificii, justificate matematic, simplifică uneori prea mult, prin ipotezele pe care le conțin — implicit sau explicit — în special proprietățile intrinseci ale spațiului care separă punctele materiale aflate în interacțiune gravitațională și ale spațiului în general.

Dacă reducem un corp sferic de rază R la „dimensiunea" unui punct material, conform demonstrației anterioare, în mod automat modificăm esențial proprietățile spațiului determinat de sfera de rază R; în întreg acest spațiu potențialul gravitațional va fi în realitate constant și nu va verifica ecuația Laplace, așa cum ar presupune simplificarea noastră de mai sus. Evident, nu putem considera nici că spațiul cuprins între punctul nostru material și infinit ar putea fi *omogen*, deoarece spațiul definit de sfera R conține de fapt materie în timp ce spațiul exterior este absolut vid. În consecință, într-un asemenea *spațiu neomogen* nu pot fi valabile nici legile de conservare care rezultă din omogenitatea spațiului, ca de exemplu legea conservării impulsului (v. § 9.4), din care derivă, după cum se știe, cea de a treia lege a lui Newton, adică legea acțiunii și reacțiunii, pe baza căreia noi am dedus însăși expresia legii gravitației universale.

Dintr-un spațiu real „umplut" cu materie, pe care noi îl restrîngem — conform teoriei — la proporțiile unui punct matematic, obținem de fapt un alt spațiu, idealizat, care diferă profund de primul; prin această idealizare, concluziile teoretice se pot îndepărta mult de faptele reale. Asemenea „spații idealizate" pot fi de dimensiunea unui măr, a sistemului solar, a unei galaxii, sau — în anumite teorii — de dimensiunea întregului univers. Este evident că, cu cît aceste idealizări vor afecta spații tot mai mari, dizidențele dintre teorie și datele de observație ar trebui să fie tot mai importante. În acest sens, teoria newtoniană a gravitației (ca și toate celelalte teorii bazate — într-un fel sau altul — pe această teorie primordială), ar trebui să sufere eșecuri din ce în ce mai evidente, pe măsură ce ar fi aplicate unor spații din ce în ce mai mari și acest lucru se și întîmplă în realitate, așa cum vom arăta pe larg în continuarea lucrării noastre.

3. VERIFICAREA TEORIEI GRAVITAȚIEI NEWTONIENE

3.1. O DIFICULTATE PRACTICĂ CU LARGI IMPLICAȚII TEORETICE

Dacă teoria gravitației newtoniene, pe care am expus-o în capitolul precedent sub forma ei „pură", adică așa cum rezultă ea direct din legile lui Kepler, ar fi fost verificată perfect prin observație și experiență, orice critică și orice tentativă ulterioară de corectare a acestei teorii (inclusiv teoria relativității, a lui Einstein), ar fi fost evident lipsite de obiect. Dar lucrurile nu au stat așa și însuși Newton a observat repede aceasta.

Să considerăm perioada de revoluție a planetelor, acesta fiind unul dintre cei mai bine cunoscuți parametri ai mișcării orbitale: precizia de determinare a acestor perioade este în prezent de circa $1/10^8$. Dacă calculăm, de exemplu, perioada T de revoluție a Pămîntului în jurul Soarelui cu ajutorul relației (2.30), dedusă direct din legea (2.29) a gravitației universale, vom constata cu ușurință că *această perioadă este cu circa $\Delta T=100$ de secunde mai mare decît cea reală.* Această diferență depășește de peste 100 de ori eroarea probabilă în determinarea perioadei de revoluție terestră; un asemenea dezacord, absolut inacceptabil în raport cu precizia curentă de observație, nu apare numai în cazul mișcării Pămîntului, ci se menține și în cazul mișcării celorlalte planete ale sistemului solar; în cazul lui Jupiter abaterea este chiar de o mie de ori mai mare. Mai mult, asemenea dezacorduri apar și în cazul celorlalți parametri orbitali ai mișcărilor planetare; concluzia care se impune direct și deosebit de clar este deci aceea că *legea (2.29) gravitației universale nu este o lege exactă* în sensul că nu exprimă corect interacțiunea reală dintre două corpuri de masă M și m.

Trebuie oare abandonată această lege a forțelor gravitaționale? Desigur că nu, ea descrie în cea mai mare măsură corect fenomenele observate și *eroare relativă* care o dă în cazurile considerate mai sus este totuși destul de mică: $\Delta T/T \sim 100/(3.10^7) \approx 3.10^{-6}$ în cazul Pămîntului (perioada mișcării $T \sim 3{,}17 \cdot 10^7$ s) și aproximativ $\Delta T/T \sim 10^{-3}$ în cazul lui Jupiter.

A fost desigur clar pentru Newton că forța dată de relația (2.29) este *prea slabă* pentru a controla perioadele efectiv observate și că ceea ce trebuia făcut, de fapt, era să se adauge un *termen corectiv* la legea (2.29), capabil să compenseze micile abateri constatate prin experiență, ceea ce s-a și făcut. În felul acesta, încercînd să-și corecteze propria sa lege a gravitației pentru a o pune de acord cu datele de observație, el a fost primul dintr-o serie de cercetători, care au „îndrăznit" să „atenteze" la integritatea și supremația absolută a acestei frumoase legi.

Newton nu avea însă la dispoziție nici un „fenomen" nou (în afara celor descrise de Kepler), care să justifice introducerea în teorie a unei astfel de forțe corective și, în general, în conformitate cu filozofia sa, manifesta o pronunțată aversiune față de orice concluzie care nu decurgea direct din fenomene observabile. Avea în schimb o oarecare încredere în schemele cinematice ale mișcării, care îi permiseseră deja să descopere legea gravitației. În felul

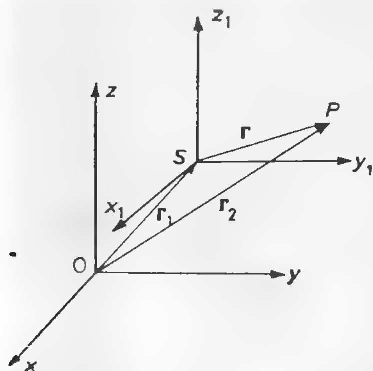


Fig. 11. Artificiul matematic newtonian privind mișcarea în raport cu „punctul fix în univers"; existența efectivă a unui astfel de punct o reprezintă premiza fundamentală a teoriei lui Newton privind mișcarea gravitațională planetară.

acesta, încercînd să găsească un astfel de termen corectiv, Newton a înlocuit mișcarea observabilă a planetei în jurul Soarelui prin mișcarea în jurul centrului comun de greutate, cu ajutorul unui *artificiu matematic*, care, în esență se reduce la următoarele: dacă presupunem că forța gravitațională (2.29) „emană" nu din Soare și din planetă. ci din centrul lor comun de greutate (?), obținem în final o nouă expresie a forței de interacțiune între Soare și planetă și această *nouă lege a forțelor gravitaționale* are calitatea de a descrie exact mișcarea realmente observată, adică este o lege exactă. Dăm mai jos, în transcriere matematică actuală, acest raționament al lui Newton.

Fie un sistem de coordonate carteziene determinat, $0\,x\,y\,z$, postulat *fix în univers*, și fie r_1 (x_1, y_1, z_1) vectorul de poziție al Soarelui de masă M, iar $r_2(x_2, y_2, z_2)$ vectorul de poziție al planetei P de masă m. Vectorul $\mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ va determina evident poziția planetei în raport cu Soarele (fig. 11).

Forța cu care Soarele atrage planeta va fi

$$\mathbf{F}_{sp} = -G\frac{Mm}{r^2}\frac{\mathbf{r}}{r} = -G\frac{Mm}{r^2}\frac{\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1}{r}, \tag{3.1}$$

iar forța cu care planeta atrage Soarele va fi

$$\mathbf{F}_{ps} = G\frac{Mm}{r^2}\frac{\mathbf{r}}{r} = G\frac{Mm}{r^2}\frac{\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1}{r}. \tag{3.2}$$

Să presupunem că forța de atracție gravitațională emană nu din Soare și din planetă. ci din acest punct fix (?) în univers, O; în aceste condiții putem scrie ecuații de mișcare ale Soarelui și planetei în raport cu sistemul fix, care devine acum un adevărat *centru de forță*. Astfel pentru Soare avem

$$M\frac{d^2\mathbf{r}_1}{dt^2} = G\frac{Mm}{r^2}\frac{\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1}{r}, \tag{3.3}$$

ecuație care prin integrare conduce — așa cum am văzut — la ecuația unei conice: Soarele va descrie — într-o astfel de interpretare — o conică în raport cu sistemul fix. Similar vom avea ecuația mișcării planetei în raport cu același sistem fix în univers

$$m\frac{d^2\mathbf{r}_2}{dt^2} = -G\frac{Mm}{r^2}\frac{\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1}{r}, \tag{3.4}$$

adică și planeta va descrie o conică în raport cu acest sistem fix, bineînțeles cu alți parametri decît conica descrisă de Soare.

Iată deci o situație nu numai paradoxală, dar — într-o interpretare *ad litteram* — de-a dreptul aberantă: un simplu punct geometric fix în univers (centrul universului?), fără dimensiuni și *fără masă*, ar avea capacitatea fizică de a atrage gravitațional și *diferențial* Soarele și planeta, iar aceste două corpuri cerești atît de familiare ar descrie elipse în jurul acestui punct fix nelocalizat în nici un fel, mai mult, absolut necunoscut în prezent. Deși au existat încercări de a „demonstra“ că un astfel de punct fix ar exista efectiv, noi înțelegem simplu că avem de-a face aici cu o simplă speculație matematică, care însă ne va permite să regăsim imediat un reper ceva mai bine cunoscut.

Într-adevăr, dacă adunăm membru cu membru ecuațiile (3.3) și (3.4) obținem

$$M\frac{d^2r_1}{dt^2}+m\frac{d^2r_2}{dt^2}=0 \tag{3.5}$$

sau

$$\frac{d^2}{dt^2}(Mr_1+mr_2)=0, \tag{3.6}$$

de unde, împărțind cu $(M+m)$, avem

$$\frac{d^2r_g}{dt^2}=0, \tag{3.7}$$

unde $\mathbf{r}_g$ reprezintă vectorul de poziție al centrului de greutate al celor două corpuri cerești, *în raport cu punctul fix din spațiu.*

$$r_g=\frac{Mr_1+mr_2}{M+m}=\frac{r_1+r_2\dfrac{m}{M}}{1+\dfrac{m}{M}}. \tag{3.8}$$

Să urmărim mișcarea acestui centru de greutate în raport cu „sistemul fix din univers“; integrînd ecuația (3.7) obținem succesiv

$$\frac{dr_g}{dt}=C_1, \qquad r_g=C_1t+C_2. \tag{3.9}$$

Dacă $C_1=0$, avem ecuația unui punct ($r_g=C_2$) și deci centrul de greutate va rămîne și el fix în spațiu (în raport cu punctul O); dacă $C_1\neq 0$, avem ecuația unei drepte și centrul de greutate va „descrie“ o traiectorie rectilinie, traiectorie pe care o va „parcurge“ cu viteza uniformă $dr_g/dt=C_1=$ $=$ const.

Iată deci că artificiile matematice de care am uzat mai sus permit să se demonstreze într-adevăr că în raport cu un punct fix din univers (*dacă el există!*), sistemul centrului comun de greutate (sau de masă, cum i se mai spune) se află în repaus sau în mișcare rectilinie și uniformă, adică acest sistem reprezintă un sistem inerțial perfect.

Eșecul legii gravitației (2.29) în cazurile arătate anterior poate căpăta — *post festum* — o explicație generală. Această lege a fost dedusă direct din legile lui Kepler, legi care presupun explicit, așa cum am văzut în § 2,

mișcarea inerțială; este deci absolut firesc ca o astfel de lege să nu fie valabilă *decît* într-un sistem de referință inerțial. Dacă aplicăm legea în cazul a două mase care interacționează gravitațional direct (*așa cum se întîmplă lucrurile în realitate*), mișcarea lor reciprocă va fi necesarmente o mișcare accelerată (deci neinerțială) din cauza simplei prezențe a forțelor gravitaționale (conform legii a doua a lui Newton). În consecință, legea (2.29) nu va mai putea fi în aceste condiții o lege absolut exactă și Newton va trebui să găsească un referențial inerțial față de care să raporteze mișcarea; sistemul centrului comun de greutate s-a dovedit a fi — în ipotezele cunoscute — tocmai un astfel de referențial potrivit.

Pe scurt, legea (2.29) nu poate fi, *în principiu*, aplicată direct între corpurile aflate în interacțiune gravitațională, care formează automat un sistem neinerțial; forța de atracție gravitațională trebuie atribuită *ad hoc* unui *punct matematic imaginar*, pentru a se putea păstra fundamentele mișcării inerțiale, față de care această lege este valabilă. În aceste condiții însă, centrul comun de greutate al corpurilor în interacțiune gravitațională va prelua în teoria newtoniană imaginarele însușiri *fizice* ale punctului fix din univers, Soarele și planeta vor executa acum imposibilele lor mișcări pe traiectorii conice în jurul acestui centru de greutate, dar perioada mișcării reale de revoluție a planetei în jurul Soarelui calculată — în mecanica cerească — conform acestei scheme, se va dovedi exact egală cu cea determinată experimental, cel puțin pînă la limita preciziei actuale a determinărilor astronomice. De fapt, schema prezentată mai sus este o schemă pur platonică; practic, *Newton stabilește — cu ajutorul acestei scheme — o nouă lege a forțelor gravitaționale, care exprimă direct interacțiunea gravitațională dintre corpuri și care permite deci determinarea mișcărilor lor reciproce, singurele accesibile observației și măsurătorilor.*

Într-adevăr, dacă înmulțim relația (3.3) cu m și relația (3.4) cu M și scădem membru cu membru, obținem

$$mM\left(\frac{d^2\mathbf{r}_2}{dt^2}-\frac{d^2\mathbf{r}_1}{dt^2}\right)=-G\frac{M^2m}{r^2}\frac{\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_1}{r}-G\frac{Mm^2}{r^2}\frac{\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_1}{r^2}. \quad (3.10)$$

Simplificînd apoi cu mM și reintroducînd vectorul $\mathbf{r}=\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_1$, vom avea

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2}=-G\frac{M+m}{r^2}\frac{\mathbf{r}}{r}. \quad (3.11)$$

Ecuația (3.11) reprezintă, după cum se vede, *o nouă ecuație de mișcare, scrisă de data aceasta direct între corpurile de masă m și M.* Se observă ușor că forța gravitațională care se exercită acum între aceste corpuri este

$$\mathbf{F}(r)=-G\frac{M+m}{r^2}m\frac{\mathbf{r}}{r}. \quad (3.12)$$

Această expresie *nouă* a legii forțelor newtoniene diferă, atît *cantitativ* cît *și calitativ*, de vechea expresie (2.29), ea este verificată cu mare precizie de mișcarea observată a aștrilor și este practic singura utilizată în calculele actuale de mecanică cerească.

Cu o anumită doză de insatisfacție, datorată procedeului artificial prin care Newton obține corecția propriei sale legi, am putea spune că verificarea la scară mare a legii (3.12) reprezintă o rațiune suficientă pentru a o justifica și impune. Newton este însă obligat să dea o justificare deplină *teoriei* sale,

adică inclusiv o justificare intrinsecă și, din acest punct de vedere, el s-a aflat desigur în cea mai desăvîrșită încurcătură.

Mai întîi pentru motivul că această lege exactă (3.12) pare contrazisă de rezultatele experienței directe; se vede simplu că forța de atracție gravitațională dintre două corpuri depinde nu numai de masa corpului care atrage, M, ci și de masa corpului atras, m. Aceasta înseamnă, între altele, că două corpuri de mase diferite ar trebui să cadă diferit sub influența atracției terestre. Newton a făcut multe experiențe cu pendule și cu căderea corpurilor la suprafața pămîntului pentru a verifica existența unui astfel de fenomen (care l-ar fi ajutat mult în interpretarea rezultatelor sale teoretice), dar nu a putut constata acest *efect diferențiat*. Pentru a înlătura „orice dubii" el a executat chiar un experiment strict specific, care a devenit celebru: a lăsat să cadă corpuri de greutăți diferite într-un tub golit de aer și a observat că ele cad absolut la fel, că accelerația lor gravitațională este independentă de masa corpurilor. Prin urmare, legea (3.12) pare contrazisă direct de experiențele efectuate la suprafața pămîntului. Dar nu numai aici.

Traiectoria unei planete efectuată sub influența forței gravitaționale, dată de ecuația (3.12), rămîne tot o conică cu Soarele în focar, ca și în cazul legii (2.29), însă perioada mișcării orbitale va fi dată în acest caz de relația

$$T^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(M+m)}, \tag{3.13}$$

care, după cum am mai spus, este foarte bine verificată de observație. Numai că o astfel de relație contrazice flagrant. . . legile lui Kepler, cele deduse atît de direct din multiple observații extrem de precise și care pentru Newton constituiau adevăruri absolute. Într-adevăr, conform cu legea a III-a a lui Kepler, ar trebui să avem pentru două planete de mase m_1 și m_2

$$\frac{a_1^3}{T_1^2} : \frac{a_2^3}{T_2^2} = 1, \tag{3.14}$$

în timp, ce dacă ținem cont de relația (3.13), vom avea

$$\frac{a_1^3}{T_1^2} : \frac{a_2^3}{T_2^2} = \left(1 + \frac{m_1}{M}\right) : \left(1 + \frac{m_2}{M}\right) \neq 1. \tag{3.15}$$

Așadar, nu numai pe Pămînt, ci și în cosmos, relația (3.12) îi apărea lui Newton ca fiind în dezacord cu „fenomenele". Această situație stranie a constituit desigur un impas și încă unul foarte serios, pe care el nu l-a putut depăși decît printr-un *compromis*.

Astfel Newton păstrează în expunerea teoriei sale vechea formă a legii gravitației (2.29), pe care o consideră ca lege a gravitației universale, în același timp cu artificiul matematic al mișcării în jurul centrului comun de greutate, artificiu care permite oricînd regăsirea legii corecte (3.12). Iată cum descrie explicit Newton acest compromis, în Propoziția LXII, Problema XXXVIII, Cartea I: „Corpurile (potrivit ultimei teoreme) se vor mișca la fel ca și cînd ar fi atrase de un al treilea corp așezat în centrul comun de greutate; și *prin ipoteză* acel centru va fi în repaus chiar la începutul mișcării și de aceea va fi (potrivit Corolarului IV al legilor) totdeauna în repaus. *Trebuie deci să determinăm mișcările corpurilor (potrivit Problemei XXV) ca și cînd ar fi acționate de forțe tinzînd spre acel centru și se vor obține mișcările reale ale corpurilor care se atrag reciproc*".

Cît de departe se află Newton în această concluzie fundamentală a teoriei sale a gravitației de preceptele fundamentale ale filozofiei sale experimentale! Această situație ambiguă, acest compromis aveau să impieteze profund asupra perfecțiunii interne și asupra frumuseții teoriei sale și aveau să dea loc, începînd în special cu cea de a doua jumătate a secolului al XIX-lea, unei serii de critici severe, critici care au abordat — din diverse puncte de vedere — aceleași „absoluturi" newtoniene, care, într-un fel sau altul, își au sorgintea tot în artificiul matematic cunoscut.

Conform cu cele de mai sus, teoria newtoniană a gravitației se lipsește *apriori*, în principiu, de posibilitatea de a raporta mișcarea la repere direct observabile, singurele față de care sînt posibile măsurători și care sînt tocmai masele (punctele) materiale, fiind obligată să facă această raportare la un *reper fictiv*, inaccesibil observației. Această inaccesibilitate relativă nu reprezintă numai o serioasă carență practică, ci are largi implicații filozofice, deoarece pune în discuție problema mișcării *relative* și cea a mișcării așa-numite *absolute*, care nu au fost rezolvate satisfăcător nici pînă în prezent.

În concepția newtoniană există o deosebire fundamentală între mișcarea de translație rectilinie, care ar fi relativă, și cea de rotație care ar fi absolută, deosebire care rezultă tocmai din dificultățile și artificiile semnalate anterior. Newton este obligat să recùnoască relativitatea mișcării de translație și să susțină că o mișcare de translație absolută nu cade sub simțurile noastre și nici nu poate fi determinată din mișcarea relativă. El crede însă că se poate determina mișcarea absolută a corpurilor în rotație, oferind pentru aceasta și un argument „decisiv", două sfere legate una de alta, care se învîrtesc în jurul centrului lor comun de greutate. Din tensiunea care se naște în firul de legătură sub influența forțelor centrifuge, se poate afla „atît cantitatea cît și direcția acestei mișcări circulare, în orice spațiu gol imens, cînd nu se află nimic extern sau sensibil, la care să se refere mișcarea sferelor". De aici „newtonienii" au conchis că mișcarea de rotație este într-adevăr absolută, că ea se face în raport cu spațiul absolut și că, deci, un asemenea reper al mișcării — necesar artificiului matematic inventat de Newton — poate fi chiar dovedit experimental.

Ernst Mach (ale cărui concepte cunosc o nouă vogă în fizica teoretică actuală) crede însă, între mulți alții, că forțele centrifuge care apar în experimentul propus de Newton se datoresc simplu atracției exercitată de *materia universului* aflată la mare distanță (de exemplu de stelele „fixe"). Numai „o rotație relativă față de stelele fixe dă naștere în corpuri la forțe de îndepărtare de la axa de rotație. Dacă rotația nu este relativă față de stele fixe, aceste forțe de îndepărtare nu există". Mai concret, după Mach, într-un univers lipsit de orice altă substanță, forțele centrifuge din experimentul citat (respectiv tensiunea firului), nu apar pur și simplu. Prin urmare, experimentul lui Newton nu dovedește în nici un fel existența spațiului absolut, a repausului absolut și — în consecință — a tuturor absoluturilor sale. Aceste absoluturi rămîn pe mai departe simple concepte teoretice speculative, rezultate din interpretarea „fizică" a artificiului matematic newtonian și nu noțiuni intuitive, rezultate din experiența directă, cum sînt ele prezentate uneori.

Avînd ca model lucrarea clasică a lui Euclid, Newton folosește în expunerea *Principiilor* sale metoda deductivă, deși modul în care a ajuns la rezultatele sale a fost în primul rînd cel inductiv. Pentru a expune teoria sa după o astfel de metodă deductivă, el postulează *ab initio*, în axiome și definiții, toate absoluturile sale (spațiul absolut independent de existența și mișcarea corpurilor, repausul absolut, mișcarea absolută etc.) necesare justificării intrinseci, *aposteriori*, a artificiului său matematic, care evident le-a premers.

Schema de prezentare a teoriei gravitației, utilizată de Newton, a fost preluată *ad litteram* de epigonii săi; prin simplă repetare axiomele și definițiile newtoniene au căpătat, cu timpul, semnificația unor adevăruri directe, intuitive, semnificație pe care Newton însuși nu le-o acorda. Mai mult, Newton pune explicit în gardă împotriva tentației de a acorda o semnificație fizică oarecare artificiului său matematic scriind textual în *Definiția VIII* din *Cartea I*: „De asemenea, folosesc în mod indiferent și amestecat numirile de atracție, impuls sau împingere spre un centru oarecare, considerînd aceste forțe *nu în sens fizic, ci numai matematic*. De aceea, cititorul nu trebuie să-și închipuie că prin aceste numiri definesc cumva o specie sau un fel de acțiune, *cauză sau rațiune fizică*, sau că atribui centrelor (care sînt puncte matematice), forțe într-un înțeles real și fizic". Și mai departe: „Astfel, în locul locurilor și mișcărilor absolute, ne servim de cele relative... Căci se poate întîmpla ca *nici un corp să nu se afle în repaus adevărat față de care să se refere locurile și mișcările*".

Într-o interpretare *ad litteram* a prezentării teoriei newtoniene, centrul de greutate al sistemelor de corpuri pare într-adevăr dotat cu însușiri fizice miraculoase, imposibil de conceput, nu numai intuitiv, dar chiar în principiu. Acest punct matematic, fără masă și fără dimensiuni, ar avea capacitatea să atragă efectiv un corp material de mărimea Soarelui, silindu-l să se miște în jurul său și în același timp să atragă diferențiat planeta, el însuși rămînînd în cel mai perfect repaus sau deplasîndu-se rectiliniu și uniform — conform teoriei — în raport cu un spațiu absolut, nedelimitat în nici un fel. O atare situație contrazice nu numai bunul simț, dar și legile de bază ale lui Newton. Astfel, dacă legea acțiunii și reacțiunii mai rămîne valabilă în această situație, ea ar impune implicit afirmarea capacității corpurilor materiale de a atrage gravitațional simple puncte geometrice (fără masă deci!) din spațiu, ceea ce contrazice flagrant legea forțelor gravitaționale, unde masa corpurilor aflate în interacțiune gravitațională joacă un rol esențial. Invers, dacă această din urmă lege rămîne valabilă, așa cum am presupus pînă acum, atunci legea a III-a nu ar mai putea fi validă, deoarece capacitatea de a atrage gravitațional corpurile materiale este conferită *apriori* numai punctelor geometrice (centrelor de greutate), asupra cărora aceste corpuri materiale nu pot exercita nici un fel de atracție (altfel ele s-ar deplasa accelerat și nu rectiliniu și uniform, cum se presupune prin ipoteză).

Pură ficțiune, din punct de vedere fizic, apare și mișcarea descrisă printr-o astfel de interpretare: Soarele execută — așa cum am văzut — o elipsă în jurul acestui centru, Pămîntul o elipsă similară în jurul aceluiași centru și, simultan, o altă elipsă în jurul Soarelui. Centrul comun de greutate al sistemului Soare-Pămînt se găsește practic *în interiorul globului solar*, cam la 500 de kilometri de centrul geometric al Soarelui. Cum s-ar putea oare înțelege fizic mișcările amintite, mai ales că centrul comun de greutate ar trebui să fie absolut fix în spațiu sau să aibă o mișcare rectilinie și uniformă? Dar centrele de greutate comune cu celelalte planete ale sistemului solar au distanțe diferite față de centrul Soarelui și, pentru fiecare caz în parte, Soarele, planetele și centrele lor comune de greutate va trebui să execute, corespunzător, aceleași tipuri de mișcări descrise mai sus, însă cu *alți parametri*. Aceste mișcări sînt desigur cu mult mai complicate decît sistemul epiciclurilor lui Ptolemeu și, spre deosebire de acesta, nu pot fi înțelese sau imaginate fizic coerent.

Spre deosebire de epigonii săi, pentru care procedeele marelui maestru au devenit absolut infailibile, iar ipotezele sale adevăruri de necontestat,

Newton a înțeles perfect echivocul creat în teoria sa prin interpretarea fizică a mișcării gravitaționale conform artificiului său matematic. În lucrarea sa capitală el scrie textual la propoziția a XII-a, teorema a XII-a din *Cartea* a III-a, mult mai puțin riguros decît în celelalte propoziții și teoreme și pe un ton concesiv: „Soarele este agitat de o mișcare perpetuă, dar niciodată nu se îndepărtează mult de centrul de greutate al tuturor planetelor" *identificînd — la limită — punctul în repaus (sistemul fix) cu centrul Soarelui însuși*. El înlocuiește astfel și practic legea sa (2.29) cu noua lege (3.12), conform căreia planetele descriu pur și simplu mișcări de revoluție în jurul Soarelui presupus fix, singurul reper în raport cu care sînt posibile observațiile astronomice și deci măsurătorile reale.

Așadar, concluzia generală care se impune din cele de mai sus este aceea că schema matematică inventată de Newton trebuie într-adevăr privită ca un *artificiu de calcul* a cărui singură rațiune este stabilirea unei legi mai exacte a interacțiunii gravitaționale direct între mase (3.12) și nu față de puncte imaginare din univers. S-au găsit și se vor mai găsi desigur încă teoreticieni în ale gravitației, care să combată viguros sau chiar vehement această concluzie a noastră, între altele în numele unei false pietăți față de opera marelui Newton.

Unul dintre „argumentele majore" ale acestor apărători din oficiu ai genialei teorii este acela că eșecul legii (2.29) în cazurile citate s-ar datora simplu (?!) faptului că „Soarele nu este fix" așa cum l-am presupus mai sus (pentru aceasta el ar trebui să aibă o masă infinită, conform relației (3.8)!), ci „se mișcă la rîndul său" sub influența atracției planetei. Acest „argument", ca și altele asemenea, este evident pueril, deoarece, după cum se cunoaște îndeobște, în teoria newtoniană viteza de propagare a interacțiuni gravitaționale este infinită (forța depinde numai de coordonate nu și de timp!) În consecință, viteza finită de deplasare a corpurilor reale (mișcarea lor deci) nu ar putea să joace, teoretic și practic, absolut nici un rol *în această teorie*, mai exact, în argumentarea acestei teorii și mai exact, în justificarea artificiului matematic amintit. În cel mai bun caz, acest raționament nu face decît să transcrie în cuvinte relația (3.8) și nicidecum să o justifice. Motivul real (în cazul fericit în care ar exista un astfel de motiv!) al „apărării" artificiului matematic newtonian, se va vedea mai clar în cel de al patrulea capitol al lucrării de față.

Pentru a încheia această scurtă digresiune iată și opinia profesorului V. Vîlcovici, savant care s-a apropiat într-adevăr cu pietate de opera marelui Newton și pe care a profesat-o întreaga sa viață: „Dintre toate cele nouă ipoteze ale ediției întîi a *Principiilor*, în edițiile următoare n-a mai rămas ca ipoteză decît cea referitoare la sistemul lui Copernic. Cu toate că potrivit legii gravitației universale nici Soarele, nici Pămîntul nu pot fi în repaus, ele mișcîndu-se în jurul centrului lor comun de greutate, *Newton nu are curajul să considere sistemul lui Copernic decît ca o ipoteză*, în ediția întîi. Cu atît mai puțin nu avea să se pronunțe în ediția a II-a editată de Cotes (care a imprimat acestei ediții o tendință categoric idealistă n.n.). El afirmă numai că centrul lumii este în repaus, de unde deduce imediat că și centrul sistemului solar trebuie să fie în repaus. Dar acest centru al sistemului solar este în același timp și centrul lumii (pe vremea lui Newton sistemul solar reprezenta efectiv întregul „sistem al lumii" — n.n.) și fiind foarte aproape de Soare, centrul lumii, adică al universului, (așa cum era el cunoscut pe vremea aceea, n.n.) este foarte aproape de Soare. *Indirect se ajunge deci tot la sistemul lui Copernic*". Este exact concluzia pe care am expus-o mai sus!

Foarte interesant pentru discuția noastră ulterioară este *factorul corectiv* pe care Newton îl aduce propriei sale legi a gravitației, lege care poate fi scrisă și astfel

$$F_T = G\frac{M+m}{r^2}m = G\frac{Mm}{r^2}\left(1+\frac{m}{M}\right) = F_N + F_s. \quad (3.16)$$

Acest factor reprezintă de fapt o *forță suplimentară de atracție*, F_s, care se adună la forța gravitațională inițială, F_N. Noi vom regăsi ulterior o astfel de forță suplimentară (care este într-adevăr o forță fizic reală revelată nu numai de procesele strict gravitaționale, dar și în alte domenii ale fizicii) direct din considerarea fenomenelor observabile și măsurabile, fără a mai utiliza artificiul matematic newtonian, care împovărează inutil teoria sa a gravitației. Pentru acest motiv teoria pe care încercăm să o schițăm în cuprinsul acestei lucrări va fi o teorie de tip newtonian; ea va încerca să tranșeze compromisul pe care Newton a fost obligat să-l admită, din lipsa unor informații pe care numai știința zilelor noastre le-a putut furniza. Nu vom comite astfel nici o impietate ci, cel mult, vom încerca să îndeplinim o datorie elementară față de opera Marelui Om!

Această forță suplimentară, revelată de Newton, prezintă însă de la început o caracteristică cu totul neconvențională: ea depinde nu numai de masa corpului care atrage, dar și de masa corpului atras. Valoarea relativă a corecției pe care această forță o introduce este, în cazul Pămîntului

$$\frac{m}{M} = \frac{6 \cdot 10^{27}}{2 \cdot 10^{33}} = 3 \cdot 10^{-6}, \quad (3.17)$$

iar în cazul lui Jupiter $m/M = 10^{-3}$, valori care compensează exact — după cum am văzut — abaterile semnalate anterior în mișcarea acestor planete. Conform cu corecția newtoniană *două corpuri de masă diferită se vor mișca diferit în cîmpul gravitațional al unui al treilea corp, chiar dacă condițiile inițiale ale mișcării lor sînt aceleași.*

O asemenea concluzie, pe care o putem citi direct în relația (3.12), nu este agreată în prezent și drept dovadă se prezintă „căderea egală“ a corpurilor la suprafața Pămîntului, constatată încă de Galilei și Newton și verificată în zilele noastre prin experimentele moderne ale lui Eötvös, Dicke și Braginschi, efectuate cu o precizie „fantastică“, atingînd 10^{-12}. Or, corecția introdusă de legea lui Newton, de exemplu, pentru cazul căderii unui corp cu o masă de 1 000 de tone este numai de $m/M = 10^8/(6.10^{27}) \sim 10^{-20}$, ceea ce depășește cu mult posibilitățile actuale ale acestor categorii de experimente. De aceea, „căderea egală“ a corpurilor, constatată experimental cu precizia amintită, rămîne o simplă aproximație și nu poate fi folosită ca *argument de principiu* împotriva concluziei „căderii inegale“, dependentă de „natura“ corpurilor, care rezultă direct din însăși legea (3.12) a lui Newton, atît de exact verificată în cazul „căderii inegale“ similare a planetelor în cîmpul gravitațional al Soarelui. Concluzia aceasta prezintă însă implicații profunde, nu în legătură cu teoria newtoniană a gravitației, pe care o completează în mod natural, dar cu alte teorii mai moderne asupra gravitației și în special cu relativitatea generală a lui Einstein, motiv pentru care vom reveni pe larg asupra ei în continuarea acestei lucrări.

3.2. MIŞCAREA PERTURBATĂ

În toate cazurile privind mişcarea planetară, analizate anterior, am considerat numai interacţiunea şi mişcarea relativă dintre Soare şi una dintre planetele sale (problema celor două corpuri), adică am făcut abstracţie de influenţa oricărei alte materii existente în univers şi nu ne putem aştepta — în aceste condiţii — ca mişcarea pe care o poate controla prin calcul legea forţelor (3.12) (mişcarea neperturbată), să fie absolut identică cu cea observată experimental. În teoria newtoniană a gravitaţiei (ca şi în cea a lui Einstein) practic nu se poate ţine cont de influenţa materiei universului aflată la mare distanţă (aceasta este una dintre laturile esenţiale ale criticii lui Mach), deoarece, pe de o parte, considerarea simultană a interacţiunilor gravitaţionale reciproce dintre un mare număr de mase (problema celor n corpuri) duce la sisteme de ecuaţii diferenţiale imposibil de rezolvat analitic (nu însă şi numeric, pe calculatoare adecvate!), iar, pe de altă parte, pentru că masele şi distanţele dintre cele n corpuri ale universului (ca şi mişcarea lor reciprocă), nu sînt suficient de exact cunoscute.

Se poate însă ţine cont de influenţa gravitaţională a maselor celor mai apropiate de sistemul considerat, în speţă de influenţa celorlalte planete ale sistemului nostru solar; practic, pentru perioade cosmice de timp foarte mici, această influenţă se dovedeşte preponderentă faţă de cea exercitată de celelalte mase ale universului. Deoarece circa 99,86% din masa întregului sistem solar este concentrată în Soare, traiectoria calculată a unei planete date va fi în mare măsură o elipsă kepleriană de tipul celor discutate anterior şi influenţa celorlalte planete se va manifesta numai sub forma unor *perturbaţii* ale mişcării principale, datorate distanţelor relative variabile în timp. Aceste perturbaţii vor fi cu atît mai importante cu cît masa planetei perturbatoare va fi mai mare şi cu cît ea se va găsi mai aproape de planeta perturbată.

Presupunînd legea (3.12) a lui Newton ca fiind absolut exactă, problema care se pune este aceea de a şti dacă, cunoscînd prin observaţie la un moment iniţial poziţia şi viteza celor 9 planete ale sistemului, se poate atribui acestor planete un sistem coerent de mase, astfel încît poziţia şi viteza obţinute prin calcul ale oricărei planete la oricare alt moment, să fie identice cu valorile corespunzătoare observate; după cum se ştie, poziţia şi viteza unui mobil determină univoc traiectoria sa. Pentru rezolvarea acestei probleme se reduc Soarele şi fiecare planetă, sau fiecare sistem format din planetă şi sateliţii, la „dimensiunile" unor *puncte materiale*. O asemenea reducere este — aşa cum am văzut — compatibilă cu legea lui Newton numai dacă corpul redus este omogen şi posedă simetrie sferică. O planetă turtită ca Jupiter cu sistemul său de sateliţi, sau sistemul Pămînt-Lună, nu posedă desigur simetrie sferică şi nici omogenitate perfectă; se comite astfel *ab initio* o nouă eroare, care însă va fi cu atît mai mică cu cît masa perturbată de aceste puncte materiale se va afla la o distanţă mai mare.

Fie un sistem de axe rectangulare cu *originea în centrul Soarelui* de masă M şi fie $m, m', m'', \ldots$ masele relative ale planetelor $P, P', P'', \ldots$ exprimate în fracţiuni din M. Fie, de asemenea, $(x, y, z), (x', y', z'), \ldots$ coordonatele rectangulare, $r, r', r'', \ldots$ distanţele heliocentrice ale planetelor $P, P', \ldots$ şi $r_{mm'} \ldots$ distanţele relative dintre aceste planete. Conform calculelor de mecanică cerească, ecuaţiile de mişcare ale unei planete atrasă gravitaţional

simultan de Soare şi de toate celelalte planete ale sistemului solar sînt următoarele:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -G(M+m)\frac{x}{r^3} + X,$$
$$\frac{d^2y}{dt^2} = -G(M+m)\frac{y}{r^3} + Y, \quad (3.18)$$
$$\frac{d^2z}{dt^2} = -G(M+m)\frac{z}{r^3} + Z,$$

unde primul termen al celui de al doilea membru al fiecărei ecuaţii reprezintă atracţia gravitaţională exercitată direct de către Soare, iar cel de al doilea termen forţa de atracţie „rezultantă" a tuturor celorlalte planete, adică

$$X = \sum Gm'\left(\frac{x'-x}{r^3_{mm'}} - \frac{x'}{r'^3}\right),$$
$$Y = \sum Gm'\left(\frac{y'-y}{r^3_{mm'}} - \frac{y'}{r'^3}\right), \quad (3.19)$$
$$Z = \sum Gm'\left(\frac{z'-z}{r^2_{mm'}} - \frac{z'}{r^3}\right),$$

unde

$$X = \frac{\partial R}{\partial x}; \quad Y = \frac{\partial R}{\partial y}; \quad Z = \frac{\partial R}{\partial z}, \quad (3.20)$$

cu

$$R = \sum Gm'\left(\frac{1}{r_{mm'}} - \frac{xx'+yy'+zz'}{r^3}\right). \quad (3.21)$$

Dacă anulăm masele m', m'', . . . ale tuturor planetelor în afara celei a planetei P, adică dacă anulăm cantităţile X, Y, Z, din ecuaţiile (3.18), acestea se reduc la ecuaţiile cunoscute ale mişcării unui punct material atras gravitaţional de un punct fix (Soarele) invers proporţional cu pătratul distanţei, scrise în coordonate rectangulare. Se vede clar din cele de mai sus că în mecanica cerească sistemul de axe de referinţă se află în centrul Soarelui şi că legea forţelor gravitaţionale, care acţionează efectiv între Soare şi planetă, este legea (3.12); artificiul matematic newtonian serveşte şi aici (axele Copernic, axele Galilei) numai pentru justificarea teoretică a procedeului. Mişcarea eliptică kepleriană, care rezultă în acest caz şi care este mişcarea principală a planetei, se consideră ca o primă aproximaţie a mişcării reale şi pentru a afla mişcarea reală a planetei se aplică metoda variaţiei constantelor, stabilită de Lagrange, plecînd tocmai de la această aproximaţie. Asemenea ecuaţii de mişcare ca (3.18) pot fi scrise pentru fiecare dintre cele 9 planete ale sistemului solar. Funcţiile (3.21) poartă numele de *funcţii perturbatoare* relative la masele m^i.

Mişcarea reală a unei planete P este cunoscută din observaţii. Dacă ar fi posibil să se integreze sistemul diferenţial (3.18) s-ar obţine coordonatele x, y, z ale planetei ca funcţii de timp şi de 6 constante de integrare, adică tocmai traiectoria perturbată a planetei, conform cu legea gravitaţiei a lui Newton. Din compararea celor două mişcări s-ar putea decide asupra valabilităţii absolute a acestei legi sau asupra unor eventuale noi corecţii.

Dar integrarea analitică a sistemului (3.18) nu este posibilă, după cum au demonstrat Bruns și Painlevé, nici chiar în cazul cel mai simplu, cînd există un singur corp perturbator (problema celor trei corpuri). De aceea, se recurge la metode aproximative speciale, bazate în esență pe dezvoltarea în serie a funcției perturbatoare; prin integrare se obțin valorile elementelor perturbate ca funcții de timp, de asemenea sub formă de serii. Termenii seriilor obținute prin integrare conțin masele relative ale planetelor perturbatoare, $m' = m_i/M$, ca factori la diferite puteri. Cei mai mari și singurii care pot da perturbații semnificative sînt desigur termenii care conțin mase relative la puterea întîi, ceilalți termeni fiind întotdeauna neglijabili.

Fără să intrăm în amănunte care aparțin tratatelor de mecanică cerească, vom spune numai că termenul general al seriei, care exprimă valoarea perturbată a unui element oarecare al orbitei, este de forma

$$At^p \frac{\cos(\nu t + \delta)}{(jn + j'n')^k}, \tag{3.22}$$

unde A este un coeficient depinzînd de masele și elementele orbitei planetei perturbate și ale planetelor perturbatoare (acest coeficient poate fi dezvoltat și el în serie); n și n' sînt *mișcările medii* $(2\pi/T)$ ale planetelor perturbate și perturbatoare; p este un parametru ce poate lua valorile 0, 1, 2, . . .; j și j' sînt numere întregi și pozitive sau negative; $\nu = n + n'$.

Observăm din relația (3.22) că dacă parametrul $p = 0$, atunci termenul general devine o funcție periodică de timp și se numește *termen periodic;* dacă $p \geqslant 1$, atunci termenul corespunzător conține factorul t^p, care crește la infinit cînd timpul t crește la infinit și se numește *termen secular.* Cantitatea $\nu = n + n'$ poate lua valori diferite. Se poate întîmpla ca mișcările medii n și n' să fie astfel încît pentru unele valori ale lui j și j' să devină foarte mari; în acest caz perioada termenului respectiv va fi foarte mare și un astfel de termen se numește de *perioadă lungă.* Acești termeni devin mari și cînd n'/n se exprimă printr-o fracție q'/q în care q' și q sînt numere întregi 1, 2, 3, . . , adică, cum se mai spune, are loc o *comensurabilitate* a mișcărilor medii. Așa, de exemplu, este cazul perturbațiilor periodice dintre planetele Jupiter și Saturn, planete care au perioada de revoluție de 12 și respectiv de 30 de ani, adică stau în raportul 2/5.

Perturbațiile periodice se vor prezenta deci sub forma unor abateri care se repetă periodic de o parte și de alta în raport cu mișcarea principală, cea eliptică. Abaterile de la mișcarea eliptică neperturbată, datorate perturbațiilor periodice, sînt de ordinul a 15″ pentru planeta Mercur. 30″ pentru Venus, 1′ pentru Pămînt, 2′ pentru Marte, 3′ pentru Uranus și 1,5′ pentru Neptun; ele corespund unor deplasări reale în spațiu, destul de importante, de exemplu 1,9 milioane km pentru Neptun, 46 000 km pentru Marte etc. Pentru Jupiter și Saturn aceste abateri ating respectiv 28′ și 48′ și au — conform cu cele spuse mai sus — o perioadă de ordinul a 900 de ani, adică o perioadă lungă.

Perturbațiile seculare se remarcă prin faptul că *planetele se îndepărtează cu timpul din ce în ce mai mult de orbita lor neperturbată.* De exemplu, conform teoriilor mișcării Pămîntului, lui Venus și Jupiter elaborate de Le Verrier, excentricitățile orbitelor acestor planete prezintă perturbații „seculare" exprimate prin formulele

$$e_P = 0{,}0167498 - 0{,}0000426t - 0{,}000000137t^2,$$

$$e_V = 0{,}00681636 - 0{,}0000538t - 0{,}000000126t^2,$$

$$e_J = 0{,}04833475 + 0{,}00016418t - 0{,}000000468t^2,$$

unde t este timpul în secole începînd din anul 1900. O situație asemănătoare se revelează din calculul teoriilor analitice și pentru înclinarea planelor orbitelor planetelor. Acestea însă nu sînt considerate în prezent ca variații seculare în sensul strict al cuvîntului (cap. 5).

Variații seculare „veritabile" suferă, conform interpretărilor actuale, *longitudinea nodului ascendent* și *longitudinea periheliului* orbitei. Nodurile ascendente ale tuturor orbitelor planetare au o mișcare *retrogradă*, adică se deplasează în sens contrar mișcării orbitale a planetei. Dimpotrivă, periheliul majorității orbitelor planetare se deplasează în același sens cu planetele. Asemenea mișcări datorate perturbațiilor se fac foarte lent, cea mai „rapidă" — mișcarea liniei apsidelor lui Saturn — efectuează o revoluție completă abia în 349 000 de ani. Așa cum vom vedea în continuare, variațiile seculare *observate* ale nodurilor și ale periheliilor orbitelor planetare sînt în realitate mai mari decît cele prezise de teoria newtoniană a gravitației, adică — în timp — prezintă un *avans* față de acestea. Tocmai astfel de noi neconcordanțe sînt cele care au pus pînă la urmă direct în discuție limitele *cantitative* de valabilitate ale teoriei newtoniene și au dus ulterior la încercări de a elabora noi teorii ale gravitației, capabile să elimine nepotrivirile dintre calcul și observație, nepotriviri pe care însă Newton nu le-a mai putut constata. Ar fi mers oare Newton — într-o nouă tentativă de a pune de acord teoria gravitației cu datele de observație — pe calea generalizării artificiului său matematic, așa cum a procedat Einstein în teoria relativității generale, sau ar fi renunțat el la acest artificiu preferînd să elaboreze o nouă teorie a gravitației mai conformă cu principiile de bază ale filozofiei sale experimentale?

Să revenim acum la sistemul de ecuații (3.18). În practică se dovedește mai comod ca în locul celor 6 constante de integrare, care definesc orbita perturbată a planetei, obținută prin integrarea sistemului diferențial (3.18) (cele trei proiecții x_0, y_0, z_0 ale razei vectoare și cele trei proiecții dx_0/dt, dy_0/dt, dz_0/dt ale vitezei), să se folosească cei 6 parametri care caracterizează o orbită eliptică (elementele eliptice) și anume:

1) semiaxa mare a elipsei, a;
2) excentricitatea elipsei, e;
3) înclinarea orbitei, i;
4) longitudinea nodului ascendent, Ω;
5) longitudinea periheliului, $\bar{\omega}$;
6) longitudinea medie a epocii, l_0.

Vom reaminti pe scurt definiția ultimelor dintre aceste mărimi, conform cu figura 12.

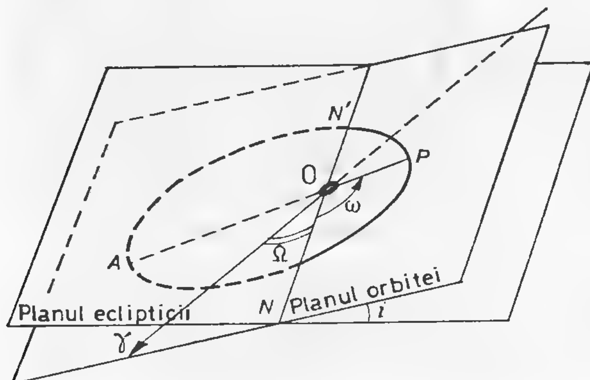


Fig. 12. Elementele orbitei unei planete.

Să considerăm ca plan de referință planul eclipticii (planul orbitei Pămîntului), orientat în sens direct, care conține sistemul de axe xOy (O fiind *centrul* Soarelui) și să presupunem direcția axei x în direcția punctului γ, adică în direcția care unește Pămîntul cu Soarele, în momentul echinocțiului de primăvară. Planul xOy și direcția Ox păstrează direcții fixe în raport cu stelele fixe. *Înclinarea orbitei* este unghiul i, format de planul care conține traiectoria planetei cu planul eclipticii.

Cele două puncte N și N' în care planeta traversează planul eclipticii se numesc *noduri*. În nodul ascendent, N, planeta trece din emisfera australă în emisfera boreală, delimitate de planul eclipticii. Unghiul Ω, format de direcția punctului γ (axa Ox) și de direcția nodului ascendent al orbitei, este denumit *longitudinea nodului ascendent.*

Unghiul $\bar{\omega} = \Omega + \omega$ reprezintă *longitudinea periheliului*. Unghiul ω, a cărui variație va măsura în cele ce urmează așa-numitul avans de periheliu, este unghiul format de linia nodurilor și de direcția periheliului, fiind măsurat în planul orbitei, în sensul mișcării. Dreapta care unește periheliul cu afeliul orbitei este numită *linia apsidelor*.

Cel de al șaselea element — longitudinea epocii l — definește poziția planetei pe orbita sa la un anumit moment. De regulă se ia ca al șaselea element momentul trecerii planetei la periheliul orbitei, adică *longitudinea medie a epocii* l_0. Dacă poziția inițială a corpului ceresc pe orbită este cunoscută, se poate, cunoscînd viteza medie a mișcării,

$$n = \frac{2\pi}{T} = \sqrt{\frac{k}{a^3}},$$

să calculăm poziția sa în orice moment t. Vom avea deci

$$l = \bar{\omega} + n(t - t_0),$$

$$l_0 = \bar{\omega} - nt_0,$$

unde t_0 este o constantă egală cu timpul care definește momentul trecerii planetei la periheliu. Cunoscînd forma, dimensiunile și dispunerea orbitei în spațiu, se poate determina în orice moment poziția reală a planetei și se poate calcula apoi poziția sa aparentă (pe cer), în conformitate cu prevederile teoriei gravitației. În tabelul 1 sînt indicate cîteva asemenea elemente medii ale orbitelor planetare ale sistemului solar.

Tabelul. 1

Planeta	Semiaxa mare		Perioada de revoluție	e	i
	În unități astronomice	În milioane km			
Mercur	0,387	57,9	87,98 zile	0,206	7°0′
Venus	0,723	108,1	224,70 zile	0,007	3°24′
Pămînt	1,000	149,5	365,26 zile	0,017	0°
Marte	1,524	227,8	1 an 322 zile	0,093	1°51′
Jupiter	5,202	778,8	11 ani 315 zile	0,048	1°18′
Saturn	9,539	1426,0	29 ani 167 zile	0,056	2°29′
Uranus	19,191	2869,1	84 ani 77 zile	0,047	0°46′
Neptun	30,071	4495,6	164 ani 280 zile	0,009	1°46′
Pluto	39,457	5898,9	268 ani	0,248	17°8′

Trecerea de la coordonatele carteziene ale sistemului (3.18) la cele 6 elemente eliptice corespondente este o problemă de geometrie analitică elementară; printr-o astfel de trecere putem obține un sistem de ecuații diferențiale absolut echivalent cu sistemul (3.18), care conține derivatele în raport cu timpul ale elementelor orbitei planetei considerate și derivatele funcției perturbatoare R, în raport cu aceleași elemente eliptice

$$
\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}a}{\mathrm{d}t} &= \frac{2}{na}\frac{\partial R}{\partial l_0},\\
\frac{\mathrm{d}e}{\mathrm{d}t} &= -\frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e}\frac{\partial R}{\partial \tilde{\omega}} - \sqrt{1-e^2}\,\frac{1-\sqrt{1-e^2}}{na^2e}\frac{\partial R}{\partial l_0},\\
\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} &= -\frac{1}{na^2\sqrt{1-e^2}\sin i}\frac{\partial R}{\partial \Omega} - \frac{\operatorname{tg}\frac{i}{2}}{na^2\sqrt{1-e^2}}\left(\frac{\partial R}{\partial \tilde{\omega}} - \frac{\partial R}{\partial l_0}\right),\qquad (3.26),\\
\frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{d}t} &= \frac{1}{na^2\sqrt{1-e^2}\sin i}\frac{\partial R}{\partial i},\\
\frac{\mathrm{d}\tilde{\omega}}{\mathrm{d}t} &= \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e}\frac{\partial R}{\partial e} + \frac{\operatorname{tg}\frac{i}{2}}{na^2\sqrt{1-e^2}}\frac{\partial R}{\partial i},\\
\frac{\mathrm{d}l_0}{\mathrm{d}t} &= -\frac{2}{na}\frac{\partial R}{\partial a} + \sqrt{1-e^2}\,\frac{1-\sqrt{1-e^2}}{na^2e}\frac{\partial R}{\partial e} + \frac{\operatorname{tg}\frac{i}{2}}{na^2\sqrt{1-e^2}}\frac{\partial R}{\partial i}.
\end{aligned}
$$

Aceste șase ecuații clasice, stabilite de Lagrange, reprezintă baza de calcul a perturbațiilor planetare și chintesența verificării teoriei newtoniene a gravitației în condițiile concrete ale sistemului nostru solar. Funcția perturbatoare R, relativă la planeta P, este o sumă de termeni în număr egal cu numărul celorlalte planete considerate, P', P'',... Această funcție este produsul dintre masa uneia dintre planetele P^i și o funcție de timp t și de valorile la momentul t al celor șase elemente eliptice ale planetei P și cele șase elemente eliptice ale planetei P^i. Cîte 6 ecuații diferențiale de forma (3.26) se scriu pentru fiecare planetă P^i, cărora le corespunde cîte o funcție perturbatoare R'.

Problema care se pune este deci aceea de a ști dacă mișcarea de translație a planetelor — redusă fiecare la un punct material — în raport cu *axele de coordonate de direcții fixe (axe copernicane) cu originea în punctul material la care se reduce Soarele*, poate fi reprezentată pentru valori inițiale date ale elementelor orbitale și pentru valori convenabile ale maselor planetare, ca o soluție a sistemului de ecuații (3.26). Este într-adevăr o problemă foarte grea a teoriei gravitației newtoniene; ea a fost pentru prima dată rezolvată de către Le Verrier.

3.3. LUCRĂRILE LUI LE VERRIER

Le Verrier a început către 1850 și — cum spune Tisserand — a dus la bun sfîrșit elaborarea *Tabelelor* sale, care dădeau, în funcție de timp, pozițiile în raport cu Pămîntul ale Soarelui și ale celor 7 planete cunoscute la data

respectivă, tabele obținute conform metodologiei schițate sumar mai sus. Din ansamblul lucrărilor pe care Le Verrier le-a întreprins cu această ocazie și care au verificat pe larg valabilitatea teoriei lui Newton, pentru studiul nostru prezintă interes în special dezacordurile constatate între prevederile teoriei și observație și, mai ales, modul concret în care aceste dezacorduri au fost revelate.

Le Verrier consideră ca moment inițial (originea timpului) al declanșării calculului său amiaza mijlocie, Paris, 1 ianuarie, 1850 și pleacă de la următoarele valori atribuite maselor relative m_i ale planetelor, în ordinea distanțelor heliocentrice,

Mercur;	Venus;	Pămînt;	Marte;
1/3 000 000	1/401 847	1/354 936	1/2 680 337
Jupiter;	Saturn;	Uranus;	Neptun
1/1 050	1/3 512	1/24 000	1/14 400.

El introduce în calcul aceste valori provizorii, atribuite maselor relative, afectate de coeficienți nedeterminați, pentru fiecare dintre cele 7 planete

$$m(1+\nu),\quad m^{I}(1+\nu^{I}),\quad m^{II}(1+\nu^{II}),\quad m^{III}(1+\nu^{III}),\quad m^{IV}(1+\nu^{IV}),$$
$$m^{V}(1+\nu^{V}),\quad m^{VI}(1+\nu^{IV}),\quad m^{VII}(1+\nu^{VII}),$$

coeficienți ale căror valori trebuia determinate din valoarea perturbațiilor observate, stabilindu-se în acest fel valorile „definitive" ale maselor planetare.

Le Verrier calculează perturbațiile seculare de primul ordin, corespunzînd acestor valori corectate ale maselor. Așa cum am arătat, aceste perturbații sînt produsul dintre timpul t și o funcție liniară a maselor, deci cu o funcție liniară a acestor coeficienți nedeterminați. El compară perturbațiile astfel calculate cu perturbațiile seculare rezultate din observații și execută corecțiile elementelor orbitale și ale maselor planetelor pentru a stabili cel mai bun acord posibil cu observațiile. În sfîrșit, plecînd de la valorile corijate ale maselor și elementelor orbitale, el construiește *Tabelele* sale cu pozițiile Soarelui și ale planetelor.

Mișcarea Pămîntului. Mai întîi Le Verrier studiază mișcarea Pămîntului, adică mișcarea aparentă a Soarelui în raport cu Pămîntul. În afara celor 6 elemente cinematice ale Pămîntului, la originea timpului și a corecțiilor și în afara corecțiilor relative ν, ν^{I}, ν^{II} ... ale maselor perturbatoare, el introduce anumite cantități relative la modul în care se fac practic observațiile astronomice, în special privind unghiul planului ecuatorului terestru cu planul eclipticii, ε.

Pe de o parte planul eclipticii, adică planul în care se mișcă punctul material reprezentînd sistemul Pămînt-Lună în raport cu punctul material reprezentînd Soarele, variază cu timpul din cauza prezenței celorlalte planete care provoacă perturbații și această variație poate fi calculată cu ajutorul sistemului (3.26) în di/dt și $d\Omega/dt$. Pe de altă parte, planul ecuatorului terestru este prin definiție perpendicular pe axa instantanee de rotație a Pămîntului. Axa păstrează o direcție fixă în raport cu acesta dar, așa cum *rezultă din observații*, variază în raport cu stelele fixe (mișcarea de precesie), mai ales sub acțiunea exercitată de Soare și de Lună, datorită nesfericității Pămîntului.

Teoria perturbațiilor și cea a mișcării Pămîntului în jurul centrului său de greutate au dat pentru *oblicitatea* ε a elipticii, adică pentru unghiul planului eclipticii cu planul ecuatorului, *relația de calcul*

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - (0{,}47566'' + 0{,}0053''\,\nu + 0{,}2888''\,\nu^{I} + 0{,}0083''\,\nu^{III} + 0{,}1661''\,\nu^{IV} + 0{,}0131''\,\nu^{V})\,t + \varphi(t), \tag{3.27}$$

unde ε_0 reprezintă oblicitatea eclipticii la originea timpului, iar $\varphi(t)$ *nutația* — o sumă de termeni periodici de mică amplitudine, reprezentînd mici oscilații în jurul precesiei medii — pe care, neglijînd-o, obținem oblicitatea medie a eclipticii. S-a neglijat influența lui Uranus și a lui Neptun, aceste planete fiind foarte îndepărtate de Pămînt; coeficienții corectivi ν^{IV} și ν^{V} pot fi, de asemenea, neglijați, *deoarece masele lui Jupiter și Saturn sînt considerate bine cunoscute din mișcarea sateliților lor, conform cu legea a treia a lui Kepler.*

Analizînd peste 9 000 de observații asupra poziției Soarelui în raport cu Pămîntul, făcute între anii 1750 și 1850 la observatoarele din Greenwich, Paris și Königsberg, Le Verrier conchide că oblicitatea medie poate fi reprezentată în acest interval de timp prin *relația empirică*, rezultată din observații astronomice

$$\text{oblicitatea medie} = 23°27'31{,}83'' - 0{,}4576''\,t. \tag{3.28}$$

Din compararea formulelor (3.27) și (3.28) rezultă valoarea ε_0 a oblicității la originea timpului și *relația de condiție*

$$0{,}53''\,\nu + 28{,}88''\,\nu^{I} + 0{,}83''\,\nu^{II} + 1{,}81'' = 0. \tag{3.29}$$

Se remarcă în această relație valoarea mare a coeficientului lui ν^{I}; aceasta înseamnă că masa provizorie atribuită lui Venus ar putea fi considerată practic ca fiind exactă. Într-adevăr, datorită coeficientului său mare, valoarea ν^{I} nu ar mai putea suferi în relația (3.29) decît modificări foarte mici, cu totul nesemnificative. De aceea. din ansamblul considerațiilor sale asupra mișcării Pămîntului, Le Verrier reține numai o ușoară micșorare a masei atribuită inițial lui Marte ($\nu^{III} = -0{,}105$).

Mișcarea lui Mercur. Le Verrier studiază această mișcare urmînd metoda deja schițată. El calculează în special perturbațiile seculare ale longitudinii periheliului lui Mercur sub acțiunea gravitațională a celorlalte planete și obține pentru un secol un avans total de periheliu de 527" repartizat după cum urmează:

— acțiunea lui Venus	280.64"
— acțiunea Pămîntului	83,61"
— acțiunea lui Marte	2,55"
— acțiunea lui Jupiter	152,59"
— acțiunea lui Saturn	7,24"
— acțiunea lui Uranus	0,14"
— acțiunea lui Neptun	0,06"
Total	= 526,83"

Această mișcare „suplimentară“ a periheliului lui Mercur, de circa 527" pe secol, este datorată perturbațiilor planetare conform teoriei newtoniene. Se poate scrie deci ecuația

$$\frac{d\varpi}{dt} = 5{,}2683'' + 2{,}8064''\,\nu^{I} + 0{,}8361''\,\nu^{II} + 0{,}0255''\,\nu^{III} + 1{,}5259''\,\nu^{IV} + \\ + 0{,}0724''\,\nu^{V} + 0{,}0014''\,\nu^{VI} + 0{,}0006''\,\nu^{VII} \tag{3.30}$$

sau, ținînd cont de cele spuse anterior cu privire la masele lui Jupiter și Saturn și la influența redusă a lui Uranus și Neptun

$$\frac{d\varpi}{dt} = 5{,}2683'' + 2{,}8064''\,\nu^{I} + 0{,}8361''\,\nu^{II}. \tag{3.31}$$

Pentru variația seculară a excentricității orbitei lui Mercur, Le Verrier obține relația

$$\frac{de}{dt} = (0{,}04195'' + 0{,}02823'' \nu^{I} + 0{,}01062'' \nu^{II})\, t, \tag{3.32}$$

exprimată în secunde sexagesimale.

Este necesar ca valorile de calcul ale perturbațiilor obținute mai sus să fie comparate cu valorile determinate prin observație astronomică. Observațiile asupra planetelor inferioare, Mercur și Venus, sînt de două feluri: observații asupra trecerilor lor pe discul Soarelui și observații meridiane. Le Verrier studiază observațiile asupra trecerilor lui Mercur de la 1661 și pînă la 1848 și reține timpii contactelor interioare, de la intrare și ieșire pe discul Soarelui. În ecuația care exprimă contactul interior, el introduce corecția timpului, rezultată din timpul calculat teoretic și, după reduceri, din timpul observat el deduce corecțiile corespunzătoare longitudinii heliocentrice a lui Mercur.

Trecerile lui Mercur au loc fie în noiembrie, în vecinătatea nodului ascendent, fie în mai, în vecinătatea nodului descendent și Le Verrier obține pentru cele 8 treceri din noiembrie observate și reținute, ușoare corecții de longitudine, iar pentru cele cinci treceri din mai corecții mai mari, care, dealtfel, creșteau permanent. Pentru a restabili acordul dintre teorie și observație, Le Verrier caută să facă să dispară corecțiile de longitudine obținute, introducînd corecții ale valorilor elementelor orbitelor la originea timpului și corecții ale derivatelor acestora în raport cu timpul. În felul acesta el obține în final o nouă *relație de condiție*

$$\delta \frac{d\bar{\omega}}{dt} + 2{,}72\, \delta \frac{de}{dt} = 0.83'', \tag{3.33}$$

care, ținînd cont de (3.31) și (3.32), devine

$$288\, \nu^{I} + 87\, \nu^{II} = 38{,}3. \tag{3.34}$$

A fost tentat să satisfacă această condiție mărind masa lui Venus și a Pămîntului; masa lui Venus ar fi trebuit mărită cu cel puțin o zecime din valoarea inițială. O asemenea mărire nu putea fi însă efectuată, această valoare fiind într-un fel deja fixată din teoria Pămîntului, conform ecuației (3.29), pe care o retranscriem multiplicată cu 10 și ținînd cont de corecția ($\nu^{III} = -0{,}105$) adusă deja masei lui Marte

$$5{,}3\, \nu + 288\, \nu^{I} + 17{,}2 = 0. \tag{3.35}$$

Eliminînd, de exemplu, cantitatea ν^{I} între ecuațiile (3.34) și (3.35) se obține într-adevăr o ecuație imposibilă între coeficienții nedeterminați ν și ν^{II}. Această concluzie a fost formulată adesea: *dacă pentru a explica mișcarea periheliului lui Mercur se mărește masa lui Venus, se produce un dezacord în teoria Pămîntului.*

Astfel a pus Le Verrier în evidență imposibilitatea de a explica, conform teoriei newtoniene, observațiile asupra trecerilor lui Mercur, cu un sistem oarecare de valori ale elementelor osculatoare ale orbitelor și ale maselor planetelor. Conform calculelor sale, periheliul lui Mercur posedă deci, în raport cu longitudinea dată de teoria newtoniană a gravitației, un avans în jur de 38.3 secunde pe secol. Cu sistemul de mase planetare adoptat în prezent, avansul periheliului lui Mercur datorat perturbațiilor provocate de celelalte

planete este în jur de 530"/secol, în timp ce avansul „observat" este în jur de 575"/secol. Această mică nepotrivire dintre calcul și observație, revelată pentru prima dată de către Le Verrier, avea să declanșeze o adevărată revoluție în domeniul teoriei gravitației, revoluție ale cărei ecouri nu s-au stins nici pînă în prezent.

Mișcările lui Venus și ale lui Marte. Le Verrier construiește teoriile lui Venus și Marte bazîndu-se pe valorile rezultate anterior. Comparînd rezultatele teoriei cu observațiile asupra trecerilor lui Venus din 1761 și 1769 și după eliminarea corecțiilor elementelor, el ajunge la un anumit număr de condiții între cele trei mărimi nedeterminate ν, ν^{I}, ν^{II}. Le Verrier discută ansamblul condițiilor obținute și dă valori pentru cele trei mase, care stabilesc un acord sensibil între observații și cele două teorii, a lui Venus și a Pămîntului; totuși el ezită înaintea corecției $\nu^{II} = 0{,}09$, care rezulta pentru masa Pămîntului.

În teoria lui Marte, dimpotrivă, au apărut *dezacorduri notabile în raport cu observațiile*, ca și în teoria lui Mercur. Aceste dezacorduri au fost un avans secular al periheliului de 25,15" și o variație a excentricității orbitei, exprimată în secunde, de 1.13" pe secol. Le Verrier a văzut bine că ar diminua mult acest avans al periheliului, dacă ar mări masa Pămîntului cum a fost tentat să o facă și în cazul teoriei lui Venus, dar nu a îndrăznit să facă această corecție din cauza încrederii pe care i-o inspira paralaxa solară π_0, determinată pe atunci de Encke, paralaxă față de care există relația

$$\pi_0 = 609{,}52'' \sqrt[3]{m}, \tag{3.36}$$

unde m reprezintă raportul dintre masa Pămîntului (fără Lună) și masa Soarelui, paralaxa solară fiind exprimată în secunde. Cele patru zecimale date de Encke impuneau tuturor, dar astăzi se știe că prima zecimală a acestei valori nu era corectă. Cu valorile maselor planetare adoptate în prezent, avansul secular al periheliului lui Marte se reduce — conform lucrărilor lui Le Verrier — la circa 7"/secol.

În sfîrșit, Le Verrier analizează și mișcările lui Jupiter și Saturn găsind și în aceste cazuri anumite dizidențe, dar nu vom mai transcrie aceste analize, deoarece nu prezintă un interes special pentru discuția noastră.

În felul acesta, marea sinteză realizată de către Le Verrier a constituit un triumf al teoriei gravitației newtoniene, care s-a dovedit capabilă să explice cu mare precizie mișcarea observată în detaliu a tuturor planetelor sistemului solar, dar, în același timp, ea a revelat cel puțin două dezacorduri notabile, care aveau să devină celebre: un avans al periheliului lui Mercur de circa 38"/secol și un avans al periheliului lui Marte în jur de 7"/secol. Limitele cantitative ale preciziei cu care legea forțelor gravitaționale (3.12) a lui Newton putea interpreta mișcarea observată a aștrilor începeau astfel să apară, limite care aveau să fie ulterior tot mai bine precizate.

3.4. LUCRĂRILE LUI S. NEWCOMB

Newcomb (1835—1909) a elaborat noi tabele pentru planetele sistemului solar. Într-o lucrare restrînsă, *The elements of the four inner Planets and the fundamental constants of Astronomy*, apărută în 1895, el prezintă o teorie de ansamblu a celor 4 planete telurice și — ceea ce interesează în mod special aici — concluziile sale cu privire la abaterile de la legea lui Newton, a mișcărilor lor în jurul Soarelui. El a furnizat celebra valoare a avansului de periheliu

a lui Mercur de 43 "/secol, considerată astăzi drept cea mai concludentă dintre verificările experimentale ale teoriei relativității generalizate a lui Einstein.

Determinarea corectă a maselor planetelor este — așa cum am văzut mai sus — o chestiune capitală în problema care ne preocupă. De aceea, Newcomb a căutat să determine aceste mase — în măsura în care a fost posibil — independent de metoda utilizată de Le Verrier, care, în esență, determină aceste mase numai din perturbațiile reciproce ale planetelor. Astfel el determină masa lui Jupiter din ansamblul observațiilor asupra sateliților săi și din perturbațiile lui Jupiter asupra mișcării lui Saturn, asupra cometelor Faye și Winnecke și în sfîrșit asupra asteroizilor Themis și Polimnie. Cele șase valori ale masei lui Jupiter obținute astfel se eșalonează între valorile 1/1047,82 și 1/1047,17 din masa Soarelui.

Masa lui Marte este dedusă din mișcarea sateliților săi Phobos și Deimos, descoperiți de Asaph Hall în 1877; masa Pămîntului, din paralaxa Soarelui $\pi_0 = 8{,}790''$, care corespunde valorilor clasice: 1/329 390 pentru planeta Pămînt-Lună și 1/333 432 pentru Pămîntul singur. Masa lui Venus o deduce din perturbațiile periodice produse de Venus asupra longitudinii Pămîntului și a lui Mercur. El adoptă succesiv în lucrările sale pentru această masă, 1/410 000; 1/406 750 și în final 1/408 000.

În ceea ce privește masa lui Mercur, Newcomb — utilizînd aceeași metodă ca și Le Verrier — deduce din trecerile lui Venus valori de două ori mai mici decît acesta: 1/7 210 000, apoi 1/7 943 000. Din observațiile asupra cometei Winnecke el deduce valoarea 1/5 012 842, iar din mișcarea cometei Encke, 1/9 700 000; Newcomb adoptă succesiv pentru masa lui Mercur valorile 1/7 500 000, 1/6 944 400 și, în cele din urmă, 1/6 000 000.

În felul acesta Newcomb adoptă următorul sistem „definitiv“ de mase relative pentru planetele sistemului solar, în ordinea distanțelor heliocentrice:

Mercur	Venus	Pămînt+Luna	Marte
1/6 000 000	1/408 000	1/329 390	1/3 093 500
Jupiter	Saturn	Uranus	Neptun
1/1 047,355	1/3 501,6	1/22 869	1/19 314.

Aceste valori ale maselor planetare sînt practic utilizate și astăzi în calculele de mecanică cerească, deși incertitudinile asupra lor continuă să subziste (a se vedea tabelul 5). Asemenea incertitudini nu justifică procedeul acelor teoreticieni care absolutizează valoarea celor cîtorva efecte nenewtoniene prezise de teoriile pe care le reprezintă (în special a avansului de periheliu al planetei Mercur) și nici pentru acele teorii înseși a căror singură justificare fizică constă numai din „explicarea“ unuia sau altuia dintre aceste efecte minore, oricînd corectabile prin ușoare corecții aduse maselor sau distanțelor planetare (bineînțeles în limitele marjei de incertitudine existentă la un moment dat).

Pentru a pune în evidență acordul sau dezacordul dintre teoria newtoniană a gravitației și observație, Newcomb întrebuințează sistematic următoarea metodă. El deduce ecuații de condiție, rezultate din observarea valorilor elementelor osculatoare ale orbitelor celor patru planete telurice și a derivatelor acestora în raport cu timpul, valori care pot fi numite „observate“. Pe de altă parte, cu ajutorul sistemului de ecuații diferențiale între elementele osculatoare (3.26), format de Lagrange, și substituind în aceste ecuații valorile observate ale elementelor osculatoare, el calculează valorile cantităților

$$\frac{\mathrm{d}e}{\mathrm{d}t}, \quad e\frac{\mathrm{d}\varpi}{\mathrm{d}t}, \quad \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}, \quad \sin i\,\frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{d}t}.$$

Apoi compară valorile observate și valorile calculate ale acestor patru cantități, stabilind astfel reziduurile mișcării.

Din asemenea comparații Newcomb a putut constata că, practic, nu numai mișcarea periheliului planetei Mercur, dar *nici unul dintre parametrii mișcării orbitale a planetelor nu coincide absolut exact cu valorile calculate conform teoriei newtoniene a gravitației*. În consecință, s-a putut deduce clar că legea forțelor gravitaționale (3.12) a lui Newton nu este nici ea o lege absolut exactă. Într-adevăr, deoarece o astfel de lege inexactă controlează *coerent* mișcarea orbitală a planetelor, este logic ca valoarea oricăruia dintre parametrii mișcării orbitale (nu numai avansul de periheliu), să nu coincidă absolut exact cu valorile determinate experimental.

Newcomb a concretizat rezultatele sale într-un tablou devenit celebru, care conține totalitatea abaterilor de la legea lui Newton, constatate de el din mișcarea celor patru planete telurice și pe care îl reproducem în tabelul 2.

Tabelul 2

		Observație (″)	Teorie (″)	Diferență (″)
Mercur	de/dt,	+3,36	+4,24	−0,88 ± 0,50
	$\epsilon d\bar{\omega}/dt$,	+118,24	+109,76	−8,48 ± 0,43
	di/dt,	+7,14	+6,76	+0,38 ± 0,80
	$\sin i d\Omega/dt$,	−91,89	−92,50	+0,61 ± 0,52
Venus	de/dt,	−9,46	−9,67	−0,21 ± 0,31
	$\epsilon d\bar{\omega}/dt$,	+0,29	+0,34	−0,05 ± 0,25
	di/dt,	+3,87	+3,49	−0,38 ± 0,33
	$\sin i d\Omega/dt$,	+105,40	−106.00	−0,60 ± 0,17
Pămînt	de/dt,	−8,55	−8,57	+0,02 ± 0,10
	$\epsilon d\bar{\omega}/dt$,	+19,48	+19,38	+0,10 ± 0.13
Marte	de/dt,	+19,00	+18,71	+0,29 ± 0,27
	$\epsilon d\bar{\omega}/dt$,	+149,55	+148,80	+0,75 ± 0,35
	di/dt,	−2,25	−2,26	−0,01 ± 0,20
	$\sin i d\Omega/dt$,	−72,60	−72,63	+0,03 ± 0,22

În acest tabel în care rezultatele sînt date în secunde sexagesimale, cantitățile din a doua și a treia coloană reprezintă respectiv valorile observate și calculate ale mărimilor din prima coloană înmulțite cu 100; cantitățile din cea de a patra coloană reprezintă diferențele seculare dintre observație și teorie și erorile medii corespunzătoare; multiplicînd erorile medii cu 0,6745, se obțin erorile probabile.

După cum se vede din tabelul lui Newcomb, nu există o corespondență perfectă între datele de observație și datele de calcul. Conform rezultatelor din acest tabel putem spune, *în cunoștință de cauză*, că nici una dintre cele patru planete telurice nu este observată a se mișca exact pe traiectoria calculată conform teoriei gravitației newtoniene (situația este identică pentru toate planetele sistemului solar).

Desigur, la început au fost formulate concluzii foarte prudente: reziduurile s-ar putea datora nu neapărat inexactității legii lui Newton, ci, pur și simplu, unor eventuale erori de observație. Acordînd aceeași pondere tuturor

erorilor rezultate, se observă că în tabelul lui Newcomb există totuși trei diferențe, care depășesc net eroarea probabilă corespunzătoare.

1. *Periheliul lui Mercur are un avans secular*

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{8,48}{0,20561} = 41,24\,''/\text{secol} \tag{3.37}$$

($e = 0,20561$), care depășește de treizeci de ori eroarea probabilă.

2. Nodul lui Venus are un avans secular de 10,14″ ($i = 3°27'37''$), care depășește de cinci ori eroarea probabilă.

3. Periheliul lui Marte are un avans secular de 8,03″ ($e = 0,093309$), care depășește de trei ori eroarea probabilă.

Au fost făcute ulterior multe tentative pentru a se corija unul sau altul dintre aceste trei reziduuri devenite celebre și — bineînțeles în primul rînd — avansul de periheliu al lui Mercur, reziduuri care au fost astfel rupte, cu timpul, de contextul general al celorlalți parametri ai mișcării planetare, devenind obiecte de studiu în sine. Teoria relativității generale, prin soluția dată de Schwarzschild, a putut explica exact avansul de periheliu al lui Mercur dedus de Newcomb și această explicație a constituit, și constituie încă, o verificare de bază a acestei teorii, care s-a impus astfel ca o teorie a gravitației mai exactă decît cea a lui Newton. Celelalte abateri constatate de Newcomb și pe care relativitatea generală nu le-a putut explica, au fost anulate în lucrări imediat ulterioare, prin corectarea maselor și distanțelor planetare, în limitele marjei de incertitudine existentă la un moment dat.

Asemenea anulări deși — în perspectivă istorică — cam pripite, au fost totuși justificate: teoria relativității generale explica perfect cel mai sigur dintre eșecurile teoriei newtoniene a gravitației. În plus, această teorie și-a găsit confirmări și în alte fenomene observabile.

Cu trecerea timpului, marja de incertitudine în determinarea elementelor orbitale s-a îngustat, datorită multiplelor și variatelor observații astronomice și, mai ales, datorită perfecționării continue a mijloacelor de investigație astronomică și de prelucrare a datelor. Această evoluție naturală nu confirmă însă anularea reziduurilor revelate de Newcomb. Multiple cercetări recente [158] [156] pun în evidență, pe lîngă avansurile de periheliu — care în prezent sînt atribuite tuturor planetelor sistemului solar — și un avans apreciabil al liniei nodurilor planetare; este poate interesant să remarcăm în tabelul lui Newcomb că asemenea avansuri insolite apar ca *reziduuri sistematice.* Se pun, de asemenea, în evidență variații seculare ale înclinării planelor orbitale [156] ș.a.m.d.

În aceste condiții simpla explicare a avansului de periheliu al lui Mercur nu mai poate fi suficientă pentru a se considera pe deplin justificată o teorie a gravitației; orice astfel de nouă teorie va trebui să explice multe alte reziduuri revelate de Newcomb și precizate în lucrări de specialitate ulterioare. Dar să nu anticipăm mai mult asupra discuției noastre ulterioare și să ne reîntoarcem pe firul istoriei, din nou, la tabloul întocmit de Newcomb.

Așadar, din acest tablou rezultă că nici legea (3.12) a lui Newton nu este o lege absolut exactă. Sau poate că ea este totuși exactă, dar nu au fost luate în considerație fenomene sau mase materiale, care ar putea să explice abaterile constatate și care încă nu au fost descoperite? Le Verrier, Newcomb și alți astronomi au examinat multe asemenea ipoteze. Dintre acestea le vom aminti pe următoarele.

1. *Nesfericitatea Soarelui.* Newcomb demonstrează că o ușoară aplatizare a Soarelui (comună Pămîntului și celorlalte planete care se rotesc în jurul

axelor proprii), ar fi suficientă pentru a explica, în întregime, avansul periheliului lui Mercur. Aplatizarea necesară se afla pe atunci la limita erorilor de determinare a diametrelor ecuatorial și polar ale Soarelui; această ipoteză nu s-a confirmat ulterior.

Ea a fost totuși reluată în ultimii ani de către grupul de la Princeton condus de prof. R. H. Dicke, care a reușit să măsoare efectiv o ușoară aplatizare a Soarelui (vehement contestată de cîteva cercuri și personalități științifice), capabilă să provoace un avans al periheliului lui Mercur de circa 4 "/secol, în detrimentul celor 43 "/secol prezise de teoria relativității generalizate a lui Einstein. În consecință, a fost elaborată o nouă teorie relativistă a gravitației (teoria scalar-tensorială Brans-Dicke), care prezice un avans de numai 39 "/secol pentru periheliul lui Mercur.

2. O *planetă* sau un *inel de asteroizi în interiorul orbitei lui Mercur.* Și în această situație avansul lui Mercur ar putea fi complet explicat, însă asemenea mase nu au putut fi descoperite. Este totuși interesant de remarcat faptul că după atîția ani de la elaborarea relativității generale, care explică în felul său acest avans, NASA a putut anunța precipitat în 1974, cu ocazia zborului navei spațiale Mariner 10 în apropierea lui Mercur, descoperirea (datorită unei erori de înregistrare, rectificată ulterior) acestei ipotetice planete; cum este și normal, în concepția oamenilor de știință orice posibilitate în domeniul teoriei gravitației rămîne deschisă.

3. *Materia difuză* care se întinde aproximativ sub forma unei lentile de la Soare pînă dincolo de orbita Pămîntului și care produce prin reflexie lumina zodiacală (Gegenschein).

4. Un eventual *satelit al lui Mercur.*

5. Un *inel de asteroizi situat între orbitele lui Mercur și Venus* etc.

Toate aceste ipoteze s-au dovedit capabile să explice cantitativ și calitativ avansul periheliului lui Mercur și chiar avansul nodului lui Venus, dar existența unor asemenea mase sau efecte suplimentare nu s-a confirmat prin observație. Se poate conchide deci că nu există un sistem coerent de mase observabile în sistemul nostru solar, capabil să provoace exact — conform cu legea (3.12) a lui Newton — mișcarea observată a planetelor. Astfel s-a demonstrat definitiv că nici această lege nu este absolut exactă. Corecția pe care Newton a adus-o propriei sale legi a gravitației pentru a o pune de acord cu datele de observație nu s-a dovedit suficientă pentru a corespunde exigențelor tot mai înalte impuse de continua perfecționare a mijloacelor de investigație științifică.

3.5. TENTATIVE CELEBRE DE A CORIJA (DIN NOU) LEGEA GRAVITAȚIEI, A LUI NEWTON

Ce era de făcut? Evident trebuia efectuată o nouă corecție a legii lui Newton, dar cum să se facă aceasta? Există două posibilități care practic diferă între ele numai din punct de vedere formal: să se adauge direct o nouă forță gravitațională corectivă la forța gravitațională newtoniană, sau să se generalizeze artificiul matematic newtonian, care, după cum am văzut în §2. introduce indirect o asemenea forță corectivă. Ambele aceste posibilități au fost exploatate; în acest paragraf vom vorbi despre primul procedeu urmînd ca în capitolul 4 să vorbim pe larg despre cel de al doilea.

În general, natura este studiată prin intermediul fenomenelor de mișcare, care, la rîndul lor, sînt produse de forțe. Iată ce scrie Lagrange despre con-

ceptul de forţă: „Se înţelege prin forţă sau putinţă (puissance) cauza, oricare ar fi ea, care imprimă sau tinde să imprime mişcare corpului la care este presupusă aplicată; şi, de asemenea, forţa sau putinţa trebuie evaluată prin cantitatea de mişcare imprimată".

Prin urmare, dacă într-un fenomen fizic oarecare cantitatea de mişcare constatată empiric se dovedeşte mai mare decît cea pe care o poate controla o anumită forţă acceptată ca atare pînă la un moment dat (de exemplu, forţa gravitaţională newtoniană), este absolut firesc să se presupună existenţa unor forţe suplimentare capabile să compenseze surplusul de mişcare constatat, adică să explice cît mai corect mişcarea observată. Aşa a procedat Newton însuşi atunci cînd a constatat că perioadele de revoluţie ale planetelor determinate conform legii sale (2.29) a forţelor erau mai mari decît cele observate în realitate şi aşa vor proceda ulterior toţi cei care, într-un fel sau altul, vor încerca să completeze teoria gravitaţiei a lui Newton.

Problema cea mai dificilă într-o asemenea tentativă nu pare a fi determinarea expresiei unei eventuale forţe suplimentare, ci cunoaşterea cît mai exactă a acelor mişcări care trebuie realmente compensate. Aceasta îi obligă pe cercetători să părăsească din ce în ce mai mult domeniul matematic speculativ care s-a dovedit util atîta timp cît avansul de periheliu al lui Mercur era considerat singura mişcare care trebuia compensată şi să se aplece tot mai mult asupra problemelor concrete de astronomie şi geofizică, care revelează din ce în ce mai pregnant şi alte mişcări neconforme cu teoria lui Newton. Dintre acestea ne vom referi acum la mişcarea insolită a apsidelor Lunii, problemă care a apărut cu mult înaintea celei a avansului de periheliu.

În ediţia I a *Principiilor* Newton calculează, conform teoriei sale, mişcarea progresivă a liniei apsidelor într-o revoluţie a Lunii pe orbita sa circumterestră şi găseşte valoarea 1°31′14″. Aceasta înseamnă că perigeul Lunii ar trebui să execute o revoluţie completă în (360° : 1°31′14″) × 27 d 7 h 43 min ∼ 18 ani (perioada mişcării Lunii este $T = 27$ d 7 h 43 min). Observaţia arată însă că o asemenea revoluţie se face în numai circa 9 ani. Semnalînd această discrepanţă în ediţia a II-a şi a III-a a aceleiaşi lucrări, Newton adaugă fraza (Cartea 1, Prop. XLV, Corolarul 3): „Apsida Lunii este aproximativ de două ori mai rapidă" decît ar permite calculul conform teoriei sale. Întîlnim aici celebra diferenţă dintre mişcarea observată şi cea calculată a Lunii, diferenţă care l-a pus în mare dificultate pe Newton însuşi.

După părerea lui Cajori el ar fi reuşit să pună de acord pînă la urmă teoria sa a gravitaţiei cu datele de observaţie, dar nicăieri în *Principii* nu se dă vreo explicaţie în această privinţă. În sprijinul afirmaţiei sale, Cajori citează observaţia lui Newton din Cartea a III-a, Prop. XXIII: „Dar mişcarea apsidelor astfel calculată trebuie micşorată în raportul de 5 la 9 sau aproape de 1 la 2, dintr-o cauză pe care nu o pot expune aici". Pemberton, care a editat ediţia a III-a a *Principiilor*, i-a propus lui Newton să adauge la propoziţia menţionată „o scurtă indicaţie asupra principiului din care se deduce regula cuprinsă în aceste şiruri", dar fără succes. Adams observă că dacă Newton ar fi dat atenţia cuvenită cererii lui Pemberton „toate dificultăţile împreunate cu mişcarea perigeului Lunii ar fi fost înlăturate". Mişcarea apsidelor Lunii rămase astfel o gravă problemă deschisă a teoriei newtoniene a gravitaţiei.

Ea a fost reluată de A. C. Clairaut (1713—1765), primul care a aplicat analiza modernă la studiul mişcării Lunii. Încercînd mai multe variante, Clairaut [46] a putut să explice relativ exact diferenţa dintre teorie şi observaţie, admiţînd că legea gravitaţiei universale (2.29) necesită un nou termen

corectiv (altul decît cel stabilit de Newton), care *variază invers proporțional cu cubul distanței*

$$F(r) = \frac{k}{r^2} + \frac{\alpha k}{r^3}, \tag{3.38}$$

unde α este un factor constant.

Această „găselniță" a lui Clairaut arunca evident o umbră supărătoare peste teoria lui Newton, care pe atunci domina în chip absolut întreaga fizică, fiind considerată un model perfect și universal. De aceea, atunci cînd același Clairaut, împreună cu d'Alembert, au reușit să explice dizidența amintită în chiar cadrul teoriei newtoniene (fenomenul de evecție), mai concret, în cadrul artificiului matematic fundamental al acestei teorii (mișcarea în jurul centrului comun de greutate al sistemului Pămînt-Lună-Soare), o astfel de explicație a fost considerată ca un nou triumf al infailibilei teorii. Mai îndepărtați în timp de acele frumoase vremuri ale teoriei gravitației, noi vom reține din toate acestea, în perspectivă istorică și în conformitate cu lucrările lui Clairaut, numai *echivalența* care există între artificiul matematic newtonian și termenul corectiv variind invers proporțional cu cubul distanței, capabile să explice, *ambele*, mișcarea insolită a apsidelor Lunii. Dealtfel vom întîlni aceeași echivalență și în cazul altor mișcări ale Lunii, prezentate în § 8.5.

Mai tîrziu, adică atunci cînd s-a pus problema rezolvării unei noi discrepanțe între teoria gravitației și observație (avansul de periheliu al planetei Mercur), termenul corectiv al lui Clairaut a fost reluat de către M. Maillard [44], care a reușit să explice pe această bază și avansul de periheliu al planetelor și în special cel al lui Mercur. Astfel dacă constanta α este destul de mică, legea (3.38) nu are alt efect sensibil asupra mișcării planetare newtoniene decît un avans al periheliilor, iar valoarea acestui avans la fiecare revoluție pe o orbită cu distanța heliocentrică mijlocie a, este (dacă se neglijează pătratul excentricității)

$$\delta\omega = \pi\,(N - 2), \tag{3.39}$$

cu

$$N = \frac{-aF'(a)}{F(a)}. \tag{3.40}$$

Deoarece

$$\frac{F'(r)}{F(r)} = -\frac{2}{r} - \frac{\dfrac{\alpha}{r^2}}{1 + \dfrac{\alpha}{r}}, \tag{3.41}$$

rezultă

$$\delta\omega = \pi\,\frac{\dfrac{\alpha}{a}}{1 + \dfrac{\alpha}{a}} \tag{3.42}$$

sau

$$\delta\omega = \frac{\pi\alpha}{a}. \tag{3.43}$$

Pentru a obține prin calcul avansurile planetare de periheliu observate, Maillard discută numai valoarea constantei α (α pozitiv, proporțional cu pătratul masei corpului atractiv etc.). După cum se observă, în relația (3.43) avansul pe revoluție variază la fel ca în expresia similară dată de relativitatea generală, adică invers proporțional cu distanța heliocentrică a, lucru care satisface în bune condiții exigențele observației.

Dealtfel, pentru explicarea avansurilor planetare de periheliu au fost propuse de-alungul anilor foarte multe tipuri de legi corective la legea gravitației, a lui Newton. Este poate interesant să remarcăm aici faptul că asemenea legi corective au fost elaborate atît înainte de apariția teoriei relativității generale cît și după aceea; mai mult, astfel de tentative „clasice" continuă în formele cele mai variate și în zilele noastre. Această evoluție cvasiparalelă (teoria relativității generale fiind ea însăși „corectată" în cadrul unor noi teorii așa-zise „relativiste"), este considerată în prezent ca antagonică, deși nu există motive — așa cum vom arăta în continuare — pentru o asemenea opinie categorică.

Vom enumera în continuare, foarte pe scurt, cîteva dintre tentativele mai mult sau mai puțin celebre de a corija „în stil clasic" sau semiclasic, legea gravitației a lui Newton.

1. *Laplace* propune [125] următoarea lege a forțelor gravitaționale

$$F(r) = -\frac{ke^{-\alpha r}}{r}, \tag{3.44}$$

α fiind o constantă pozitivă. Cu o astfel de lege a forțelor avem

$$\frac{F'(r)}{F(r)} = -\frac{2}{r} - \alpha \tag{3.45}$$

și avansul de periheliu este dat de relația

$$\delta\bar{\omega} = \pi\alpha a. \tag{3.46}$$

2. *Décombe* [58] considerînd gravitația ca fiind de *origine electrică*, obține o forță centrală de forma

$$F(r) = -\frac{k}{r^2} - \frac{\alpha k}{r^5}, \tag{3.47}$$

unde coeficientul α depinde de masă, de raza planetei și de fenomenele de inducție electrică. Avansul de periheliu corespondent, pe revoluție, este

$$\delta\bar{\omega} = \frac{3\pi\alpha}{a^3}. \tag{3.48}$$

3. *J. Bertrand și E. Tisserand* consideră [44] *legea lui Gauss* valabilă și în domeniul gravitației, adică propun o forță centrală de valoare algebrică

$$F(r) = -\frac{k}{r^2}\left[1 + \frac{2v^2 - 3\left(\frac{dr}{dt}\right)}{c^2}\right], \tag{3.49}$$

unde c este viteza luminii în vid, iar v este viteza planetei pe orbita sa. Avansul de periheliu are în aceste condiții expresia

$$\delta\bar{\omega} = \frac{4\pi GM}{c^2(1 - e^2)a}. \tag{3.50}$$

4. *Zölner, Tisserand* și *Bertrand*, considerînd *legea lui Weber* ca derivînd dintr-o extindere a principiului lui Hamilton, deduc o forță gravitațională suplimentară avînd valoarea algebrică

$$F(r) = -\frac{k}{r^2}\left[1 + \frac{2k}{c^2 r} + \frac{2v^2 - 3\left(\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}\right)^2}{c^2}\right]. \tag{3.51}$$

Această forță poate provoca un avans planetar de periheliu dat de relația

$$\delta\bar{\omega} = \frac{2\pi k}{c^2 a(1 - e^2)}. \tag{3.52}$$

5. *Maurice Levy*, considerînd *legea lui Riemann* deduce [44] o forță care derivă din potențialul

$$U = \frac{k}{\sqrt{x^2 + y^2}}\left[1 + \frac{\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)^2 + \left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t}\right)^2}{c^2}\right] \tag{3.53}$$

și care poate provoca un avans de periheliu conform relației

$$\delta\bar{\omega} = \frac{4\pi k}{c^2 a(1 - e^2)}, \tag{3.54}$$

egal cu cel dedus din legea lui Gauss. De asemenea, combinînd legile lui Weber și Riemann, M. Levy a dedus o formulă generală a avansului de periheliu

$$\delta\bar{\omega} = \frac{2\pi k(1 + \mu)}{c^2 a(1 - e^2)}, \tag{3.55}$$

care pentru $\mu = 2$, devine exact formula dată de relativitatea generală.

Legile lui Gauss, Weber și Riemann sînt legi specifice electricității; considerarea acestor legi pentru a deduce termeni corectivi la legea gravitației a lui Newton (așa cum ele au corectat cîndva legea similară a lui Coulomb), este conformă cu convingerea secretă a multor fizicieni (începînd cu Faraday) că *între gravitație și electricitate trebuie să existe o legătură directă.*

6. *Sauger* [191] propune o forță centrală derivînd din potențialul

$$U(r) = \frac{k}{r}\left(1 + \frac{Ak}{c^2 r} + \frac{v^2}{2c^2}\right), \tag{3.56}$$

unde A este o constantă.

7. *Bücherer* [32], prin *aplicarea teoriei cuantelor la mișcarea planetară,* a obținut ca avansuri de periheliu pentru cele 4 planete telurice, respectiv 36″; 7,4″; 0″; 1,34″.

8. *Grave și Socolov* [99] consideră avansurile periheliului și nodurilor planetare ca datorîndu-se *cîmpului magnetic al Soarelui*, admițînd în același timp că *planetele au sarcini electrice proporționale cu masele lor*. Ei obțin astfel respectiv valorile 41″; 5,9″; 2,2″; 0,6″ pentru avansurile de periheliu și 1,6″; 3,4″; și 0,8″ pentru avansul liniei nodurilor.

Așadar, au fost făcute încercări — și încă la cel mai înalt nivel — de a se identifica nu numai comportarea forțelor gravitaționale cu a celor electro-

magnetice în general, ci chiar de *a se identifica micşarea planetelor în sistemul solar cu cea a particulelor elementare din sistemul atomic*; rezultatele cantitative obţinute astfel nu par — după cum se vede — deloc absurde. În orice caz, atunci cînd cititorul va întîlni o tentativă similară şi în cuprinsul *Pledoariei* de faţă, nu ar trebui să ne acuze de exces de originalitate.

9. *Lense* menţine neschimbată legea lui Newton, dar presupune că ea acţionează într-un *spaţiu eliptic sau sferic*, înlocuind în atracţia newtoniană distanţa r prin distanţa spaţiului sferic de rază R corespunzînd sferei de rază r, adică $R \arcsin r/R$. El arată că acest procedeu este absolut *echivalent cu considerarea unei forţe centrale corective în spaţiul euclidian*

$$F(r) = -\frac{k}{R^2\left(\arcsin\frac{r}{R}\right)^2}. \tag{3.57}$$

Redusă la primii săi doi termeni, această forţă devine

$$F(r) = -\frac{k}{r^2} + \frac{k}{3R^2}, \tag{3.58}$$

care diferă de legea atracţiei a lui Newton; forţa corectivă este o respingere constantă, extrem de slabă şi avem

$$\frac{F'(r)}{F(r)} = \frac{\frac{2k}{r^2}}{-\frac{k}{r^2} + \frac{\mu}{3R^2}} = -\frac{2}{r}\left(1 + \frac{r^2}{3R^2}\right), \tag{3.59}$$

de unde rezultă un avans de periheliu planetar

$$\delta\omega \quad \frac{2\pi a^2}{3R^2}. \tag{3.60}$$

Observăm aici un fapt interesant, ignorat adesea: *se pot obţine corecţii la legea lui Newton nu numai presupunînd ad hoc existenţa unor forţe gravitaţionale suplimentare, dar şi presupunînd ad hoc că această lege acţionează într-un spaţiu neeuclidian*. În acest din urmă caz se poate chiar susţine formal că legea lui Newton nu este modificată în nici un fel; ea ar fi o lege absolut exactă, numai că aplicînd-o într-un spaţiu nepotrivit, cel euclidian, ar fi normal să apară dezacorduri (avansul de periheliu!). Ţinînd cont de relaţiile matematice dintre diversele „spaţii", adică generalizînd în felul acesta legea gravitaţiei a lui Newton, aceste dezacorduri dispar.

Numai că, după cum arată Lense [44], *între cele două procedee există o echivalenţă deplină:* considerarea spaţiului sferic sau eliptic în tentativa de a corija (se poate citi „generaliza") legea lui Newton, este absolut echivalentă cu adăugarea unei forţe corective de tip clasic. Acelaşi lucru îl arată A. Eddington [72] pentru spaţiul riemannian considerat în teoria relativităţii generalizate a lui Einstein: mişcarea unei mase infinit mici în jurul unei mase centrale, conform acestei teorii, este absolut echivalentă cu cea dată de mecanica clasică conform legii lui Newton, la care se adaugă două forţe corective, dintre care una centrală şi cealaltă tangentă la traiectorie. Echivalenţe asemănătoare au fost revelate de Painlevé [164], C. Runge [185], C. Weyl [224] şi alţii.

În aceste condiţii, *tentativele de a perfecţiona teoria lui Newton „în stil clasic" sau „în stil relativist" nu trebuie privite apriori ca fiind antagonice*

şi cu atît mai puţin rivale, deoarece, pînă la urmă, diferenţele se reduc la admiterea „realităţii obiective“ a unuia sau a altuia dintre asemenea „spaţii“. Noi credem de exemplu în „realitatea obiectivă“ a spaţiului euclidian revelat de multe fenomene fizice şi considerăm procedeul relativist ca un artificiu matematic; alţii cred, dimpotrivă, în „realitatea obiectivă“ a spaţiului multidimensional (riemannian) şi consideră simţurile noastre ancestrale şi concepţiile intuitive care rezultă conform cu acestea, ca fiind prea grosolane pentru a sesiza direct un astfel de spaţiu nonfigurativ. Problema ar avea deci o nuanţă de dispută cvasifilozofică, cu foarte puţine implicaţii în problemele concrete ale fizicii de care ne ocupăm aici; de aceea nu vom avea prea mult de pierdut dacă o vom lăsa de o parte pe parcursul lucrării de faţă.

10. O oarecare importanţă istorică o prezintă ipoteza lui *Asaph Hall*, conform căreia exponentul distanţei din legea gravitaţiei universale trebuie să fie uşor superior lui doi. Newcomb [158] utilizează această ipoteză pentru explicarea avansurilor de periheliu constatate de el, stabilind în final că

$$F(r) = -\frac{k}{r^N}, \tag{3.61}$$

unde $N = 2{,}0000001612$ şi adăugînd pe această bază în tabelele sale la longitudinile periheliului calculate, următoarele avansuri corespunzătoare celor patru planete telurice: 43,37″; 16,98″; 10,45″; 5,55″. S-a citat adesea valoarea de mai sus a avansului de periheliu al lui Mercur, pentru a se scoate în evidenţă coincidenţa aproape absolută a avansului suplimentar de periheliu, calculat conform relativităţii generale, fără a se aminti că *această valoare dedusă de Newcomb se sprijină esenţialmente nu pe legea lui Newton (conform acestei legi Newcomb a găsit valoarea cunoscută de 41,24″), ci pe ipoteza amintită a lui A. Hall.*

Ar putea fi citate încă multe alte tentative, mai mult sau mai puţin celebre, de a corija legea gravitaţiei a lui Newton, printre acestea cele ale lui Dehalu, Neumann, Lecornu etc., ca şi unele de dată mai recentă sau chiar foarte recentă. Toate acestea au ca scop principal sau ca unic scop acela de a explica aceeaşi mică nepotrivire de circa 43 de secunde de arc într-un secol, revelată de Le Verrier şi Newcomb acum aproape o sută de ani, ca şi cînd impetuoasa dezvoltare a tehnicii de observaţie şi de calcul din acest răstimp nu ar fi făcut să confirme — cu precizie din ce în ce mai mare — vechile calcule bazate integral pe legea şi teoria lui Newton.

Dacă lucrurile ar sta aşa, atunci ar exista nu una sau două posibilităţi de a corecta în mod corespunzător legea lui Newton, ci o infinitate de asemenea posibilităţi. Într-adevăr, dacă adăugăm, în general, la energia potenţială $U(r) = -k/r$, din care derivă forţa gravitaţională newtoniană,

$$F(r) = -\frac{\partial U(r)}{\partial r} = -\frac{\partial}{\partial r}\left(-\frac{k}{r}\right) = -\frac{k}{r^2}, \tag{3.62}$$

o mică cantitate $\delta U(r)$, atunci traiectoria mişcării eliptice a unei planete date încetează de a mai fi închisă (ca în teoria lui Newton) şi pentru fiecare revoluţie periheliul orbitei se deplasează cu un mic unghi $\delta\varpi$ dat de relaţia

$$\delta\omega = 2\int_{r_{min}}^{r_{max}} \frac{\frac{\mathfrak{M}}{r^2}\,\mathrm{d}r}{\sqrt{2m[E - U(r)] - \frac{\mathfrak{M}^2}{r^2}}}, \tag{3.63}$$

unde $\mathfrak{M}$ = momentul cinetic al planetei și E = energia totală a planetei. Putem transcrie relația (3.63) sub forma

$$\delta\bar{\omega} = -\frac{2\partial}{\partial\mathfrak{M}}\int_{r_{min}}^{r_{max}}\sqrt{2m[E - U(r)] - \frac{\mathfrak{M}^2}{r^2}}\,\mathrm{d}r. \tag{3.64}$$

Dacă punem

$$U(r) = -\frac{k}{r} + \delta U \tag{3.65}$$

și dezvoltăm expresia de sub semnul sumă după puterile lui δU, termenul de ordinul zero al dezvoltării dă 2π, iar termenul de ordinul întîi dă deplasarea $\delta\bar{\omega}$ căutată

$$\delta\omega = \frac{\partial}{\partial\mathfrak{M}}\int_{r_{min}}^{r_{max}}\frac{2m\,\delta U\,\mathrm{d}r}{\sqrt{2m\left[E + \frac{k}{r}\right] - \frac{\mathfrak{M}^2}{r^2}}} = \frac{\partial}{\partial\mathfrak{M}}\left(\frac{2m}{\mathfrak{M}}\int_0^{\pi} r^2\,\sigma U\,\mathrm{d}\omega\right), \tag{3.66}$$

unde am trecut de la integrarea în raport cu $\mathrm{d}r$ la integrarea în raport cu $\mathrm{d}\omega$, de-a lungul traiectoriei mișcării neperturbate.

Funcția de forță $\delta U(r)$ poate avea orice formă; dacă de exemplu punem $\delta U(r) = \alpha/r^2$, atunci din (3.66) rezultă imediat

$$\delta\bar{\omega} = -\frac{2\pi\alpha}{\mathfrak{M}^2}. \tag{3.67}$$

Dacă $\delta U = \beta/r^3$, avem

$$\delta\bar{\omega} = -\frac{6\pi k\beta m^2}{\mathfrak{M}^4} \tag{3.68}$$

ș.a.m.d.

Există astfel o infinitate de soluții, toate avînd ca singur efect sensibil — în raport cu legea newtoniană — un avans planetar de periheliu, care, prin ajustarea corespunzătoare a constantelor, poate fi făcut ușor egal cu avansul de periheliu observat. Mai mult, așa cum se demonstrează în § 4.5. *există o infinitate de termeni corectivi la legea lui Newton, care dau exact aceeași expresie a avansului de periheliu ca cea rezultată din teoria relativității generale.*

O astfel de *dublă infinitate* de soluții arată, ea însăși — în acord cu cele spuse anterior — că problema avansului de periheliu, ruptă de contextul general al ansamblului de fenomene și mișcări dizidente de la teoria newtoniană a gravitației, este *o problemă nedeterminată.* Așa se și explică supraabundența de „teorii" privind gravitația.

Dacă totuși avansul de periheliu al lui Mercur ar fi — așa cum este interpretat în prezent tabelul inegalităților seculare al lui Newcomb — singura nepotrivire certă dintre teoria newtoniană a gravitației observație, atunci cu siguranță teoria relativității generale a reușit să explice dintr-un punct de vedere general, unitar și coerent acest avans. Deși implicațiile cosmologice ale acestei teorii sînt mult mai largi, totuși explicarea avansului lui Mercur este considerată și în prezent „cel mai cert dintre cele trei fapte empirice care sprijină această teorie genială, dar nu pe deplin confirmată" (Max von Laue).

Mergînd mereu pe firul istoriei, de data aceasta o istorie contemporană, să aruncăm, în capitolul care urmează, o privire de detaliu asupra teoriei ale cărei baze au fost puse de Einstein în 1905 şi care, în linii mari, era perfect elaborată în anul 1916.

NOTĂ

În legătură cu interpretarea unor probleme fundamentale ale teoriei gravitaţiei a lui Newton, care au implicaţii directe şi asupra teoriei relativităţii generale a lui Einstein, autorul consideră necesr să facă cîteva precizări suplimentare.

1. *Punctul „fix în univers"*. Atunci cînd dorim să stabilim mişcarea unui punct m în raport cu alt punct M, ataşăm solidar un sistem de referinţă punctului M pe care în mod uzual „îl considerăm fix". Punctul O (fig. 11) în raport cu care am demonstrat că centrul comun de masă al corpurilor M şi m se deplasează rectiliniu şi uniform (adică inerţial) nu este, în teoria gravitaţiei a lui Newton, pur şi simplu un punct „considerat fix", ci un punct aflat efectiv în *repaus absolut*, motiv pentru care s-a şi adoptat noţiunea specifică de „punct fix în univers".

Existenţa fizică a unui astfel de punct aflat în repaus absolut reprezintă una dintre premizele fundamentale ale teoriei newtoniene şi înţelegerea corectă a acestui adevăr constituie după părerea noastră, una dintre premizele înţelegerii corecte atît a teoriei actuale a gravitaţiei, cît şi a dezvoltărilor ulterioare cuprinse în această lucrare. O astfel de înţelegere care pare simplă, este în realitate destul de complicată, din cauza obişnuinţei care s-a creat de-a lungul evoluţiei istorice şi a devierii sensului unor noţiuni originare în teoria gravitaţiei.

„Bine, va spune cititorul obişnuit cu reprezentările convenţionale, fix, fie chiar şi în repaus absolut, dar fix în raport cu ce?" În raport cu *spaţiul absolut*, adică cu acel spaţiu care există, după Newton, independent de existenţa şi mişcarea corpurilor materiale care îl populează. Acest spaţiu absolut nu trebuie conceput numai ca o noţiune statică, ca un volum ce conţine diversele corpuri materiale, ci, în acelaşi timp, şi ca o noţiune dinamică, ca un sistem de referinţă faţă de care, în concepţia newtoniană, pot fi reperate repausul absolut şi mişcarea absolută ale acestor corpuri. Evident, dacă există un astfel de reper absolut, există şi un *timp absolut*, adică un timp care poate fi oricînd măsurat în raport cu acest reper şi care, deci, „se scurge pretutindeni la fel".

Iată, aşadar, întreaga suită de aşa-numite *„absoluturi"* newtoniene, pe care le presupune automat acel „punct fix în univers", absoluturi care constituie premisa fundamentală a teoriei gravitaţiei a lui Newton şi care au dat naştere nu numai unor curente de gîndire în fizică, dar au condus la elaborarea unei adevărate filozofii şi la antiteza sa critică, ambele celebre, a căror interesantă evoluţie în timp poate fi urmărită şi pe alte planuri decît cel care în mod strict face parte din domeniul abordat în această lucrare.

După cum arată Euler (§ 4.2), fără admiterea existenţei acelui punct aflat în repaus absolut în spaţiul absolut (punctul „fix în univers"), teoria gravitaţiei a lui Newton nu poate fi înţeleasă coerent, mai exact, nu poate fi înţeleasă pur şi simplu, deoarece, în acest caz, mişcarea inerţială a centrului comun de masă şi, în general, noţiunea de reper inerţial, ca şi toate legile mişcării gravitaţionale în raport cu acest reper inerţial, devin lipsite de sens.

2. *Artificiul matematic newtonian*. Necesitatea postulării punctului „fix în univers" a rezultat, aşa cum am văzut, din eşecul legii (2.29) — dedusă direct din legile lui Kepler — în interpretarea corectă a perioadelor şi a altor parametri ai mişcării observate a planetelor în jurul Soarelui. Tocmai pentru a corecta această lege, în sensul măririi preciziei cu care ea poate interpreta mişcarea observată a aştrilor, Newton postulează acest punct fix şi toate absoluturile sale, stabilind în final — conform procedeului matematic cunoscut (fig. 11) — corecţia propriei sale legi sub forma (3.12), care s-a dovedit o lege foarte precisă.

Acest procedeu matematic este, din punct de vedere fizic şi al „filozofiei experimentale" newtoniene, un artificiu matematic deoarece:

— punctul „fix în univers" este în fond o noţiune speculativă, fără o bază fizică corespunzătoare, după cum s-a exprimat clar însuşi Newton;

— *ad litteram*, acestui punct fix, care nu poate fi localizat în nici un fel, i se atribuie însuşiri fizice imposibile (de exemplu, un punct geometric fără masă ar avea capacitatea de a atrage gravitaţional corpuri materiale enorme);

— rezultă, conform acestui procedeu matematic, mişcări ale corpurilor materiale în jurul acestui punct, imposibile din punct de vedere fizic etc.;

— găseşte totuşi prin acest procedeu matematic cu semnificaţii fizice imposibile, o lege corectă a forţelor gravitaţionale (3.12).

Buna concordanţă a legii (3.12) cu datele de observaţie dovedeşte că această lege are totuşi o bază fizică corespunzătoare şi în cursul lucrării de faţă noi vom analiza pe larg care este, după părerea noastră, această bază fizică. *În raport cu conceptele actuale ale teoriei gravitaţiei, procedeul matematic newtonian nu poate fi însă numit — pentru motivele expuse mai sus şi pentru altele asemenea — decît un artificiu matematic.*

3. *Sisteme inerţiale.* Din punct de vedere istoric, artificiul matematic newtonian marchează evenimentul „privilegierii apriorice a sistemelor de referinţă inerţiale“ în teoria gravitaţiei, respectiv momentul în care s-a constatat că legea atracţiei „universale“ (2.29) nu este valabilă decît în sisteme de referinţă inerţiale. Nu este greu să înţelegem că noţiunea de sistem inerţial este ea însăşi — în teoria gravitaţiei — o noţiune matematică speculativă, atît pentru faptul că ea rezultă direct din acea categorie de noţiuni newtoniene matematice şi speculative, cunoscută sub numele generic de „absoluturi“, cît şi, mai ales, pentru faptul că nu are o bază fizică corespunzătoare. Într-adevăr, după cum arată Mach, *nu poate exista în univers nici un punct material de care să putem ataşa un sistem de referinţă cu adevărat inerţial, deoarece orice punct material este atras gravitaţional de toate celelalte corpuri existente în univers, adică are — oricum — o mişcare accelerată.*

Rezultă că, în principiu, expresia „legea atracţiei «universale» (2.29) este valabilă numai în sisteme de referinţă inerţiale“ este un eufemism, deoarece — conform cu critica lui Mach — asemenea sisteme de referinţă nu pot exista. Practic, anumite mişcări pot fi însă considerate inerţiale, dar numai într-o *primă aproximaţie*, şi anume, numai pînă la limita preciziei existentă la un moment dat în determinarea efectelor neinerţiale ale mişcării reale.

4. *Forţele centrifuge.* Deosebit de dificilă pare înţelegerea afirmaţiei noastre cum că teoria newtoniană a gravitaţiei nu justifică forţele centrifuge care apar în mişcarea gravitaţională rotaţională (de exemplu, în mişcarea planetară); de fapt această afirmaţie a fost formulată pentru prima dată, după cîte ştim, de Mach, fiind reluată şi dezvoltată apoi în diverse lucrări ulterioare. Dificultatea pare să provină din identificarea peste anumite limite admisibile care se face uzual între teoria gravitaţiei a lui Newton şi mecanica sa (devenită mecanică clasică) în general. Aceste limite sînt dictate de faptul că mecanica clasică, respectiv ecuaţia ei fundamentală $\mathbf{F} = m\mathbf{a}$, este valabilă în orice sistem de referinţă, în timp ce teoria gravitaţiei a lui Newton respectiv ecuaţia sa fundamentală $F_N = k/r^2$, este valabilă numai în sistemele inerţiale.

Intrinsec, respectiv în absenţa oricăror alte forţe sau impulsuri exterioare, forţa gravitaţională dintre două mase, M şi m, nu poate provoca decît o *mişcare rectilinie*. Într-un univers lipsit de orice altă substanţă şi în absenţa oricărui impuls exterior, cele două corpuri, M şi m, nu se vor deplasa în jurul centrului comun de masă, ci, invariabil, unul către celălalt pe o traiectorie *rectilinie*. De aceea, cu toate aparenţele, forţa gravitaţională newtoniană nu poate explica singură şi în mod coerent mişcarea rotaţională a planetelor.

Din punct de vedere relativist această situaţie are o explicaţie simplă în aceea că spaţiul euclidian, în care operează teoria gravitaţiei a lui Newton, este un spaţiu „plat“. Introducerea spaţiului curb (riemannian) în teoria gravitaţiei, conform relativităţii generale, înseamnă de fapt introducerea coerentă a mişcării rotaţionale, conform unei *geometrodinamici sine qua non*, care face ce mişcarea gravitaţională reciprocă a celor două corpuri, M şi m, să nu mai fie pur şi simplu rectilinie, ci, în general, rotaţională. În mişcarea planetară relativistă nu există forţe centrifuge, cum nu există dealtfel nici forţe gravitaţionale.

Mecanica newtoniană poate însă să descrie coerent nu numai mişcarea rectilinie, ci, în principiu, orice tip de mişcare, inclusiv mişcarea rotaţională, totul depinzînd de natura forţelor $\mathbf{F}$ puse în joc, conform relaţiei $\mathbf{F} = m\mathbf{a}$. Expresia generală a acceleraţiei unei mişcări este dată, în coordonate polare, de relaţia

$$\mathbf{a} = (\ddot{r} - r\dot{\theta}^2)\,\boldsymbol{\rho} + (2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta})\,\boldsymbol{\varepsilon},$$

are pune în evidenţă două componente ale acceleraţiei, una pe direcţia radială ($\boldsymbol{\rho}$), cealaltă pe direcţia ($\boldsymbol{\varepsilon}$) care face un unghi drept cu aceasta (în sens direct). Valoarea algebrică

$$a_r = \ddot{r} - r\dot{\theta}^2$$

se numeşte *acceleraţie radială*, iar valoarea

$$a_\theta = 2\,\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta} = \frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(r^2\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}\right)$$

este *acceleraţia transversală*.

Fiind dată mişcarea rotaţională a unei planete în jurul Soarelui putem scrie relaţia generală a mecanicii astfel

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a} = m[(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2)\,\boldsymbol{\rho} + (2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta})\boldsymbol{\varepsilon}].$$

Newton spune că această mișcare planetară este datorată forței sale $F_N = k/r^2$, dirijată radial spre Soare; în acest caz particular, ținînd cont de faptul că forța F_N nu poate provoca decît o mișcare rectilinie (adică în cazul în speță radială) va trebui să avem numai o componentă radială a accelerației, componenta transversală fiind, prin definiție, nulă. Rezultă următorul sistem de ecuații ale mecanicii

$$m(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) = F_N,$$

$$2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta} = \frac{1}{r}\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(r^2\,\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}\right) = 0,$$

care ar descrie mișcarea planetară conform cu teoria gravitației a lui Newton. Acest sistem este absolut echivalent cu ecuațiile (2.51) ... (2.55) discutate anterior.

Să vedem care sînt *condițiile fizice* concrete pe care le impune sistemul celor două ecuații ale mecanicii. Din cea de a doua ecuație deducem imediat condiția

$$r^2\dot{\theta} = C = \text{const},$$

unde C este constanta ariilor. Această condiție implică existența unui *impuls inițial* dat particulei, impuls care să aibă o componentă perpendiculară pe raza vectoare; în lipsa Soarelui, acest impuls ar imprima particulei o mișcare rectilinie și uniformă, dar în prezența atracției gravitaționale a Soarelui, care curbează traiectoria, îi asigură —în spațiul vid interplanetar — o mișcare circumsolară cu $C = \text{const}$.

Din cea de a doua ecuație a sistemului obținem în continuare condiția

$$m\,\frac{\mathrm{d}^2 r}{\mathrm{d}t^2} = F_N + \frac{mC^2}{r^3} = F_N + F_C,$$

unde F_C este cunoscuta *forță centrifugă*. Această nouă condiție implică deci pe lîngă forța gravitațională F_N și existența unei forțe radiale „suplimentare" F_C; ambele forțe de sensuri contrarii, dintre care una variază invers proporțional cu pătratul distanței, iar cealaltă invers proporțional cu cubul distanței, asigură particulei o mișcare oscilatorie (al cărei mecanism fizic a fost deja analizat) în lungul razei vectoare, care, împreună cu impulsul inițial amintit mai sus, compun, din punct de vedere mecanic, acea mișcare rotațională, eliptică sau circulară care reprezintă mișcarea planetară observată.

După cum se vede, forța centrifugă este revelată doar de experiență și de interpretarea conform legilor mecanicii a mișcării planetare date, dar nu are o explicație coerentă în teoria gravitației a lui Newton, care se mulțumește să o încorporeze ca pe un *fait accompli* al naturii. Cît privește impulsul „inițial" necesar, această teorie îi acordă, după cum știm, o sorginte divină.

Asupra tuturor problemelor cuprinse în această scurtă notă vom reveni pe larg în celelalte capitole ale lucrării de față.

4. TEORIA RELATIVITĂȚII, A LUI EINSTEIN

4.1. O TITULATURĂ AMBIGUĂ

Unui neinițiat titulatura comună astăzi de „teorie a relativității" cu greu i-ar putea sugera o teorie a fizicii care studiază proprietățile concrete și structura materiei, mișcarea acestei materii și în general legile fenomenelor naturii înconjurătoare. Mai degrabă el ar crede că este vorba de o speculativă teorie filozofică sau, cel mult, una matematică, ceva în genul teoriei probablităților. Interesant este faptul că această senzație de ambiguitate nu dispare nici după ce cel ce dorește să asimileze logic și coerent (nu să rețină mecanic raționamente gata fabricate), se inițiază în „tainele" acestei celebre teorii pe care Einstein a edificat-o acum aproape opt decenii, într-o epocă cînd, noțiunea de relativ apărea ca o antiteză convenabilă celei de absolut, aflată pe atunci sub focul criticii celei mai calificate a vremii.

Într-adevăr, această titulatură pare cu totul nepotrivită, deoarece, pe de o parte, este echivocă și parțială, iar, pe de altă parte, ea denaturează esența însăși a teoriei lui Einstein. Această situație a creat și creează încă numeroase confuzii și interpretări arbitrare, atît printre specialiști, cît și printre nespecialiști.

Aceștia din urmă ar putea fi eventual induși în eroare de aspectul formal al acestei titulaturi, deoarece prin *relativism* se mai înțelege și acea teorie idealistă inițiată de sofiștii greci din antichitate, care neagă posibilitatea cunoașterii realității obiective, a adevărurilor obiective și afirmă numai existența adevărurilor relative, dependente de subiect și de interesele sale. Principiul relativității, pe care se bazează teoria fizică a lui Einstein, nu exprimă însă relativitatea filozofică a cunoștințelor noastre. El nu susține, de pildă, că legile fenomenelor fizice ar depinde de persoana fiecărui observator; dimpotrivă, acest principiu arată că legile fenomenelor fizice nu trebuie să depindă de sistemul particular de referință al observatorului, ceea ce introduce un element absolut în cercetarea legilor naturii. Deși o eventuală confuzie între relativismul filozofic și relativismul mecanic al lui Einstein rămîne în general la aspecte formale, totuși, unii fizicieni au propus deja schimbarea denumirii principiului relativității.

Cu mult mai serioasă este însă „confuzia" de fond pe care au făcut-o sau o fac încă mulți fizicieni, dintre care unii au nume ilustre, așa cum ar fi de exemplu Max Born și chiar Einstein însuși. Se înțelege că pornind de la acest nivel înalt, o asemenea „confuzie" își pierde ghilimelele și devine cu timpul un adevăr indiscutabil în cvasitotalitatea lucrărilor de specialitate. Este vorba aici în special de acea categorie de noțiuni cunoscute sub numele generic de absoluturi newtoniene, care au constituit — în concepția fizicienilor de la sfîrșitul secolului al XIX-lea — cauza probabilă a cunoscutelor eșecuri ale teoriei gravitației a lui Newton și pe care teoria relativității ar fi reușit — așa cum o arată și numele — să le înlăture.

După părerea noastră un asemenea punct de vedere este greşit, deoarece teoria relativităţii a lui Einstein se bazează fundamental pe idee generalizării sistemelor de referinţă inerţiale — singurele în raport cu care este valabilă legea gravitaţiei a lui Newton—sisteme inerţiale intrinsec legate tocmai de asemenea absoluturi. Din cele discutate pînă acum (§ 2.3), pentru noi şi, sperăm că şi pentru cititorul nostru, sînt cît se poate de clare următoarele două concluzii:

a) că necesitatea raportării legii lui Newton la sistemul inerţial al centrului comun de masă conduce direct la necesitatea postulării absoluturilor newtoniene (punctul fix din univers, repausul absolut, mişcarea absolută, spaţiul absolut etc.), mai concret, că considerarea sistemelor inerţiale de referinţă presupune automat existenţa acestor absoluturi, conform artificiului matematic inventat de Newton;

b) că asemenea absoluturi nu sînt în nici un fel *noţiuni intuitive*, adică noţiuni care decurg din cunoaşterea nemijlocită a naturii, prin observarea directă a obiectelor şi fenomenelor, ci, dimpotrivă, *noţiuni teoretice abstracte*, speculative, rezultate tocmai din interpretarea „fizică" a artificiului matematic amintit.

Dealtfel, în Scolia ce urmează după definiţii, Newton explică clar sensul ce-l atribuie noţiunilor de spaţiu, timp, loc şi mişcare, pe care le împarte în relative şi absolute, aparente şi adevărate, comune şi matematice. „Timpul, spaţiul, locul şi mişcarea sînt perfect cunoscute de toată lumea" scrie el. „Trebuie totuşi notat că lumea de rînd concepe aceste cantităţi numai prin relaţia cu lucrurile ce cad sub simţuri". Este evident că cele relative, aparente şi comune sînt tocmai noţiunile noastre intuitive, iar cele absolute (pe care el le crede şi adevărate deoarece i-au permis — aşa cum am văzut — să găsească o lege mai exactă a gravitaţiei) sînt cele matematice, adică cele rezultate din artificiul său matematic.

În aceste condiţii este evident că orice nouă teorie a gravitaţiei, care nu numai că nu renunţă la artificiul matematic newtonian (la sistemele inerţiale), dar îl generalizează, cu alte cuvinte, o nouă teorie care „lărgeşte clasa sistemelor inerţiale privilegiate apriori în teoria newtoniană" (cele care sînt în repaus sau se mişcă rectiliniu şi uniform în raport cu „punctul fix din univers"), aşa cum este, de exemplu, teoria relativităţii generale a lui Einstein, nu ar putea să înlăture cu justificare nici unul din absoluturile newtoniene, pe care tocmai reperele inerţiale le presupun organic. O teorie care să înlăture cu adevărat aceste absoluturi va trebui să poată descrie corect (adică conform cu rezultatele din ce în ce mai precise ale observaţiei şi experienţei) interacţiunea directă dintre corpuri, indiferent de mişcarea lor (sub efect gravitaţional sau datorită altor forţe), fără a recurge în nici un fel la artificiul reperelor inerţiale, principial imposibile în natura reală, după cum a arătat între alţii E. Mach.

Cu toate acestea, printr-o ciudată sublimare a faptelor, teoria relativităţii este prezentată ca fiind „teoria care a putut să înlăture povara apăsătoare a absoluturilor newtoniene", ceea ce i-ar conferi nu numai avantajul unei mai bune concordanţe cu datele de observaţie, dar şi un alt avantaj esenţial, acela al „perfecţiunii sale interne". Cu alte cuvinte, precizia mai bună furnizată de teoria relativistă a gravitaţiei în raport cu teoria newtoniană (justificarea sa externă) şi-ar găsi o firească explicaţie în coerenţa sa intrinsecă (perfecţiunea sa internă), datorită căreia s-a putut renunţa, în explicarea fenomenului gravitaţional, la utilizarea unor noţiuni şi convenţii artificiale, neverificabile experimental (absoluturile newtoniene), care s-au dovedit

(conform multor lucrări apărute către sfîrşitul secolului al XIX-lea) a fi cauza probabilă a eşecurilor acestei teorii. Mai mult (şi în consecinţă) relativitatea generală ar fi produsul direct, încoronarea acestui mare şi dificil efort critic, care marchează, în domeniul teoriei gravitaţiei, acest sfîrşit de secol.

Într-adevăr, sfîrşitul secolului al XIX-lea găsea teoria gravitaţiei a lui Newton în plină criză. Lucrările de mare amploare ale lui Le Verrier, S. Newcomb şi ale altor astronomi demonstrează concludent că această atotputernică teorie nu este infailibilă sub raport cantitativ, că ea nu interpretează absolut exact mişcarea observată a aştrilor. Apăruse clar pentru toată lumea că în *Principiile* lui Newton se strecuraseră pe undeva greşeli şi aceasta declanşase în fizica vremii un efort critic universal, vizînd în special această lucrare fundamentală. Personalităţi proeminente ale fizicii timpului dedică ample lucrări tentativei delicate de a demonta şi analiza bucată cu bucată grandiosul edificiu newtonian. Amintim în această direcţie lucrările lui Reech (1852), Barré de Saint Venant (1859), E. Mach (1883), şi H. Hertz (1894).

Ce era de criticat în *Principiile* lui Newton? Demonstraţiile şi raţionamentele sale s-au dovedit a fi fără cusur şi ele au rămas pînă astăzi ca un model neegalat încă în nici o altă teorie a fizicii. Atunci probabil că premisele acestor demonstraţii şi raţionamente sînt greşite, adică tocmai definiţiile şi axiomele care stau în fruntea şi la baza acestor *Principii*. Din diversitatea punctelor de vedere exprimate, se poate desprinde net un numitor comun: sînt sever criticate tocmai aşa-numitele *absoluturi newtoniene*, repausul şi mişcarea absolută, reperele şi mişcarea inerţială etc., ca fiind simple convenţii, care nu decurg din experienţă şi nu au deci o bază reală.

Iată cum se exprimă, de exemplu, F. Reech (*Cours de Mecanique*, 1852): „Legea inerţiei nu reprezintă nici un principiu şi nici nu provine din experienţă, ci este pur şi simplu o convenţie". Sau J.M.C. Duhamel (*Méthodes dans les sciences de raisonnement*, 1870): „Mişcarea absolută, admisă în general pînă acum, este o pură himeră, fondată pe o altă himeră, aceea a unui spaţiu etern şi absolut". Critici aspre, pe aceeaşi temă, au formulat în lucrările lor şi C. Neumann, H. Poincaré, P. Duhem şi alţii. Multe dintre tezele formulate sau precizate în aceste lucrări au fost sau vor fi utilizate de noi în *Pledoaria* de faţă.

Este interesant de constatat faptul că metoda deductivă, utilizată de Newton în prezentarea *Principiilor*, a reuşit să-i inducă în eroare pe criticii săi: ei inversează relaţia reală dintre cauză şi efect, considerînd procedeul matematic al lui Newton drept o consecinţă logică rezultată *aposteriori* din definiţiile şi axiomele sale pe care le atacă în exclusivitate, în timp ce, după cum am arătat pe larg în capitolul anterior, lucrările au stat exact invers. Aceasta a avut repercusiuni dintre cele mai negative asupra eficienţei practice care a rezultat din acest mare efort critic colectiv.

Deşi critica unei teorii date poate fi interesantă şi convingătoare, ea devine în mare măsură ineficace, dacă nu prezintă şi o latură pozitivă, adică dacă nu pune ceva nou, concret şi viabil, în locul celor criticate. Această latură pozitivă s-a dovedit însă foarte greu de realizat şi de fapt aspectele negative semnalate de criticii la adresa teoriei newtoniene şi reţinute ca atare de posteritate au rămas practic nerezolvate pînă în prezent. Aceasta în primul rînd pentru că teoria gravitaţiei care avea să renunţe complet la artificiul mişcării inerţiale şi la absoluturile pe care acesta le presupune nu s-a născut încă.

Noua teorie a gravitației, care a apărut la începutul secolului al XX-lea, teoria relativității a lui Einstein, va fi un adevărat accident pe linia evoluției de pînă atunci a cunoștințelor acumulate deja în domeniul teoriei gravitației, un punct de cotitură, la propriu și la figurat, așa cum s-a mai întîmplat de-altfel în istoria științei. Din acest punct de vedere Einstein nu este un Kepler al secolului al XX-lea, ci un Copernic al acestui secol. El ignoră practic subtilele, dar sterilele concluzii teoretice la care ajunsese știința gravitației vremii sale, în special critica teoriei newtoniene și, întorcînd cu circa 200 de ani în urmă ceasul istoriei, el reia direct din teoria newtoniană tocmai artificiul matematic inventat de Newton, generalizîndu-l (bineînțeles cu mijloacele matematice moderne). Deci, concret, nu renunțarea la sistemele inerțiale, unanim criticate, așa cum preconiza de exemplu Mach, ci „lărgirea" lor, într-o teorie strict coerentă. Un adevărat afront, pe care inchizitorii improvizați ai vremii, ca de exemplu laureatul premiului Nobel pentru fizică (1905) P. Lénard, nu l-au trecut cu vederea.

Din punctul de vedere al ideii fundamentale a teoriei sale, ca și al procedeului matematic utilizat pentru edificarea acestei teorii, Einstein nu este un revoluționar, ci un continuator în linie directă al operei lui Newton, mai exact, al procedeului marelui său înaintaș. Avînd ca fundament aceleași repere inerțiale, care în teoria newtoniană sînt particularizate la centrele comune de masă, el nu face altceva decît să transcrie în notație tensorială vechea lege a atracției universale, *fără a adăuga nici un fenomen fizic nou*. Este drept că o asemenea transcriere face, prin puterea calculului tensorial, ca forma ecuațiilor să devină independentă de alegerea sistemului de referință, dar această independență nu există decît în raport cu sistemele inerțiale, conform principiului de echivalență. Ar fi greșit să spunem — așa cum se poate citi adesea — că în teoria relativității generale forma ecuațiilor ar fi independentă *în general* de sistemul de referință, adică de mișcarea corpurilor, deoarece mișcarea în sine poate fi provocată separat sau simultan și de alte cîmpuri de forțe decît cele gravitaționale, cazuri în care *principiul de echivalență devine inoperant*. Așadar, *stricto sensu*, relativitatea generală nu face decît să aducă la zi artificiul matematic inventat de Newton, punîndu-i la îndemînă mijloacele moderne ale matematicii, în speță ale calculului tensorial, puse la punct de Ricci și Levy Civitta (1901).

O asemenea extrapolare matematică a artificiului matematic newtonian permite firesc interpretări noi și teoria relativității le revelează cu prisosință. Einstein duce — logic și coerent — pînă la ultimele consecințe compromisul pe care Newton însuși a fost obligat să-l facă în raport cu preceptele propriei sale filozofii experimentale, pentru a putea edifica propria sa teorie a gravitației. Evident, acest compromis, cvasiinobservabil în teoria newtoniană, va căpăta acum dimensiunile unei adevărate trădări la scară mare în raport cu această filozofie.

Tocmai în tranșarea compromisului newtonian constă, după părerea noastră, aspectul revoluționar al teoriei lui Einstein. Dacă corpurile materiale nu pot exercita coerent forțe gravitaționale conform artificiului matematic newtonian (a se vedea cap. 3), ei bine, renunțăm la însăși noțiunea de forță; într-adevăr, în relativitatea generală, care exprimă în general mișcarea corpurilor sub efect gravitațional, nu vom mai întîlni un astfel de concept fundamental. Dacă numai punctul geometric (fără masă) al centrului comun de greutate are privilegiul de a exercita acțiuni gravitaționale, ei bine, să generalizăm acest privilegiu, acordat *apriori* în teoria lui Newton, la oricare alt punct geometric (a se vedea soluția de Sitter — § 5.1 — a ecuațiilor de

cîmp relativiste) ş.a.m.d. Coerenţa intrinsecă a teoriei relativităţii generale, mai concret, superioritatea ei în raport cu teoria newtoniană, constă în primul rînd în aceea că sînt puse de acord fondul cu forma teoriei, renunţîndu-se la toate ambiguităţile de interpretare, care, aşa cum am văzut, grevează profund teoria lui Newton.

Faptul că ceea ce se obţine astfel în final este o construcţie teoretică sofisticată, apriorică şi neintuitivă, în contradicţie flagrantă cu spiritul şi litera filozofiei newtoniene, care a stăpînit şi stăpîneşte încă ferm multe alte domenii ale ştiinţei contemporane ca şi gîndirea contemporanilor „de rînd", în sfîrşit, faptul că ea şochează aşa-numitul bun simţ comun şi că încă nu are un echivalent în nici o altă disciplină a cunoaşterii umane a naturii, toate aceste caracteristici ale relativităţii generale nu sînt altceva decît consecinţele logice ale generalizării *strict coerente* a procedeului matematic newtonian, pe care-l acceptă se pare toată lumea. Acest procedeu este, el însuşi, aşa cum am văzut pe larg în cap. 3, o construcţie teoretică apriorică şi neintuitivă, un artificiu matematic lipsit nu numai de bază experimentală, dar şi de bază fizică în general, în contradicţie cu „bunul simţ" şi cu preceptele filozofiei experimentale newtoniene.

Aşadar, generalizînd artificiul matematic pe care se bazează fundamental teoria newtoniană a gravitaţiei şi care „privilegiază apriori sistemele inerţiale galileiene", Einstein îşi dezvoltă propria sa teorie a gravitaţiei pe bazele puse de Newton însuşi, adică pe baza aceloraşi absoluturi criticate atît de sever. În aceste condiţii relativitatea generală nu poate fi decît o teorie superioară celei a lui Newton, atît prin generalizarea pe care o obţine, respectiv printr-o mai bună precizie în interpretarea mişcării observate a aştrilor, cît şi prin coerenţa sa intrinsecă.

Această superioritate nu rezultă însă din renunţarea la absoluturile newtoniene şi, în consecinţă, titulatura de teorie a relativităţii (restrînsă şi, mai ales, generală) nu reflectă esenţa teoriei însăşi. Ea nu numai că nu dă răspuns majorităţii criticilor formulate la sfîrşitul secolului al XIX-lea, dar, la o analiză mai de detaliu, ar intra direct sub focul acestei critici. Un argument semnificativ în această direcţie îl constituie, între altele şi faptul că E. Mach, reprezentantul cel mai autorizat al acestui curent critic, nu a recunoscut niciodată teoria relativităţii generale. Ar fi fost desigur greu ca Mach să nu vadă sau măcar să nu intuiască în această nouă teorie a gravitaţiei fundamentele newtoniene pe care le criticase fără menajamente.

Se pare însă că teoreticienii relativişti ai zilelor noastre nu mai sesizează cu aceeaşi uşurinţă cordonul ombilical care leagă cele două celebre teorii. Iată ce scrie, de exemplu, J. L. Synge [208]:

„Eu datorez mult binecunoscutelor cărţi (despre teoria relativităţii n.n.) ale lui Pauli, Eddington, Tolman, Bergman, Möller şi Lichnerowicz, dar trebuie să amintesc că maniera geometrică de a descrie spaţiu-timpul al acestei teorii a fost elaborată totuşi de Herman Minkovski. Or, el a protestat împotriva folosirii cuvîntului „relativitate" pentru a descrie o *teorie bazată pe un spaţiu-timp absolut* şi dacă ar mai fi trăit să vadă şi teoria generală a relativităţii, eu cred că ar fi repetat protestul său în termeni şi mai tari . . . Urmărind modul lui Minkovski de a privi teoria relativităţii, eu mi-am găsit greul drum de misionar. Cînd în discuţii relativiste încerc să fac lucrurile clare despre diagrama spaţiu-timp (în sensul că aceasta exprimă spaţiul şi timpul absolut n.n.), ceilalţi participanţi mă privesc cu o detaşare politicoasă şi, după o pauză stînjenitoare, datorată indecenţei mele copilăreşti, rezumă dezbaterea în proprii lor termeni".

Puncte de vedere similare au fost exprimate de V. A. Fok [89] şi de alţii. Atît Synge, cît şi Fok sînt adepţi convinşi ai teoriei lui Einstein, mai mult, ei au profesat această specialitate şi nici măcar nu au dorit să propună o alternativă oarecare la teoria relativităţii a lui Einstein. Analizînd situaţia de pe poziţiile acestei teorii, ei nu au făcut decît să reveleze fundamentele pe care se sprijină realmente teoria însăşi.

Prezentînd concluziile lui Synge, R. H. Dicke, celebrul coautor al teoriei relativiste scalar-tensoriale a gravitaţiei, scrie [60]: „Noi avem în acest foarte modern punct de vedere de înţelegere a relativităţii o reîntoarcere la spaţiu-timpul absolut. Din punctul de vedere al lui Synge, relativitatea generală descrie geometria unui spaţiu absolut... Diferenţa faţă de spaţiul absolut al lui Newton este aceea că acest spaţiu este 4-dimensional şi riemannian..." Această diferenţă este însă departe de a fi una „de esenţă".

Aşadar, conform cu concluziile noastre anterioare, teoria relativităţii nu înlătură în nici un fel absoluturile newtoniene. Ea nu a dat răspuns criticilor formulate la sfîrşitul secolului al XIX-lea şi de fapt de-abia în prezent se fac multiple încercări de a adapta această teorie exigenţelor acestor critici; recenta teorie relativistă scalar-tensorială Brans-Dicke s-a născut tocmai din necesitatea de a pune de acord teoria relativităţii cu anumite aspecte ale principiului lui Mach, formulat acum aproape o sută de ani. Despre perspectivele unor astfel de tentative vom vorbi mai pe larg în alte capitole ale acestei lucrări.

Deşi punctele de vedere exprimate mai sus nu sînt împărtăşite de majoritatea specialiştilor în chestiune, este poate interesant să remarcăm faptul că „drumul de misionar" al lui Synge face totuşi prozeliţi şi încă printre corifei. În ediţia din 1964 a lucrării sale *Teoria relativităţii a lui Einstein* [Ed. ştiinţifică, Bucureşti, 1969] Max Born, după ce arată că „noua ediţie se deosebeşte de ultimele printr-un mare număr de modificări" deoarece „părţi însemnate ale cărţii erau complet învechite" (pag. 5—6), recunoaşte (pag. 335) că „Teoria relativităţii restrînse a lui Einstein *nu* (sublinierea lui M. Born) înlătură spaţiul absolut al lui Newton. . . Problemele profunde ale spaţiului absolut, care ne-au neliniştit acolo (în mecanica newtoniană, n.n.) nu sînt deci rezolvate nici acum".

El crede însă că această problemă ar fi fost totuşi rezolvată în cadrul teoriei relativităţii generale. Argumentul său este următorul: ipoteza spaţiului absolut îi este necesară lui Newton pentru a justifica forţele de inerţie (?!); Einstein stabileşte, conform principiului său de echivalenţă, „identitatea de esenţă" dintre inerţie şi gravitaţie, deci necesitatea ipotezei spaţiului absolut drept cauză eficientă a forţelor de inerţie dispare. Dar cauza eficientă a forţelor inerţiale fusese deja stabilită de către Mach, interacţiunea corpurilor cu materia la mare distanţă a întregului univers, însă spaţiul absolut a continuat să existe; aceasta deoarece critica machiană, deşi cerea insistent înlăturarea din teorie a sistemelor inerţiale, nu reuşise să înlăture în practică artificiul matematic newtonian. Foarte bine, răspunde M. Born, înseamnă că relativitatea generală, „desfiinţînd" spaţiul absolut, înglobează concomitent şi cerinţele formulate de Mach.

Nu, ipoteza spaţiului absolut nu-i este necesară lui Newton pentru a justifica forţele de inerţie, ci ca fundament al întregii sale teorii: *această ipoteză face posibilă declanşarea întregului aparat matematic al teoriei sale*, conform cunoscutului artificiu matematic. Ipoteza este intrinsec şi fundamental implicată în acest artificiu şi nu este posibil ca ea să fie înlăturată fără a afecta grav precizia cantitativă a teoriei însăşi; într-un asemenea caz

relativitatea generală ar trebui să explice dezacorduri cantitative ale mișcării planetare cu mult mai mari decît cele pe care le explică în prezent și nu numai în cazul mișcării periheliilor, ci pentru toate elementele orbitale, așa cum cititorul își mai amintește probabil din cele discutate în capitolul 3 al lucrării noastre.

Forțele de inerție nu aparțin teoriei newtoniene a gravitației, în sensul că această teorie nu le justifică în nici un fel; ea se mulțumește să le constate experimental și să le încorporeze fără explicație, ca pe un *fait accompli* al naturii. Cum ar putea ea oare să justifice coerent niște forțe a căror proveniență îi este absolut necunoscută, cu ajutorul unei ipoteze arbitrare care nu ar avea nici o altă rațiune în structura înseși a teoriei, așa cum crede M. Born? Și ce valoare ar putea să aibă o asemenea justificare? Nu, ipoteza spațiului absolut nu-i poate folosi lui Newton pentru a explica forțele de inerție; am zice mai degrabă că, dimpotrivă, binecunoscutele forțe de inerție îi servesc tocmai pentru a „justifica fizic" insesizabilul spațiu absolut, rezultat din artificiul matematic al teoriei sale. Nu, așa cum am subliniat de mai multe ori, absoluturile newtoniene nu sînt noțiuni intuitive de care ne-am putea debarasa prin simple raționamente sofistice, ele implică fundamental sistemele inerțiale în general și numai în asemenea sisteme este valabilă legea gravitației newtoniene. Pentru a putea să renunțe cu adevărat la ele, orice teorie a gravitației va trebui să renunțe mai întîi la orice fel de privilegiu acordat mișcării inerțiale, galileiene sau nu.

4.2. PRELUDIU LA TEORIA RELATIVITĂȚII

Prin firea lucrurilor, evoluția în timp a cunoștințelor colectivității umane asupra naturii în general nu este nici rectilinie și nici uniformă, adică — exprimîndu-ne în termeni de specialitate — nu este inerțială, decît pentru perioade date de timp; din cînd în cînd, în anumite momente ale istoriei, apar pe firmamentul științei personalități cu totul remarcabile, care, cu forța geniului lor imprimă acestei evoluții un caracter accelerat și, mai ales niște traiectorii cu totul neașteptate. A urmări cronologic filiația și dezvoltarea unei idei sau a unei teorii cu adevărat noi este de aceea o sarcină dificilă și plină de riscuri, cu atît mai mult cu cît ecoul impactului pe care l-a produs nu s-a stins încă și nu există întotdeauna detașarea necesară formulării (sau acceptării!) unor judecăți de valoare.

Cu toate acestea, prezentarea istorică este singura care ne permite nu numai să urmărim legătura, mai mult sau mai puțin logică, a faptelor, dar și să revelăm mai pregnant, să evaluăm (sau, eventual, să reevaluăm) *premisele* reale care au stat la baza teoriei prezentate. Analiza critică a acestor premise și adesea chiar a contextului istoric în care ele au apărut se dovedește întotdeauna utilă (uneori interesantă), pentru că evită prezentarea dogmatică a teoriei gata fabricate, teorie care reprezintă de regulă un sistem logic închis și, într-un fel, exclusivist. Așa am procedat cu teoria lui Newton și așa vom proceda acum cu succesoarea sa, teoria relativității, a lui Einstein.

Să revenim deci la absoluturile newtoniene, acolo unde le-am lăsat, adică în perioada frămîntată a sfîrșitului secolului trecut și să urmărim în continuare — în perspectivă istorică — ciudata lor transformare și consecințele la care aceasta a condus. Sperăm că cititorul va vedea în cele ce urmează nu atît o dispută mai mult sau mai puțin filozofică, cît, mai ales, o încercare colectivă de a se depăși impasul creat de eșecurile recunoscute ale teoriei gravitației newtoniene.

În fond, problema poate fi redusă în esență la aceea de a ști dacă în univers există realmente *măcar* un singur punct fix, absolut imobil, față de care să se raporteze mișcările; un astfel de punct ar face posibilă, așa cum am văzut în capitolul 3, declanșarea riguroasă a întregului mecanism matematic newtonian. Au fost făcute multe încercări de a se demonstra existența fizică a unui astfel de punct imaginar. Iată ce scrie L. Euler *(Teoria motus corporum solidorum)* : „Cine neagă spațiul absolut ajunge în mare încurcătură, deoarece el se simte constrîns să abandoneze repausul și mișcarea absolută ca o vorbă deșartă fără înțeles și nu este numai forțat să părăsească legile mișcării, dar chiar *să afirme că nu există nici un fel de legi ale mișcării*".

Euler a înțeles, după cum se vede, cu mult mai bine decît Max Born adevărata stare de lucruri: spațiul absolut nu este în nici un caz o simplă piesă de decor, menită doar să dea o aparență de justificare forțelor de inerție, el implică fundamental întreaga teorie a lui Newton. Absoluturile newtoniene formează un tot solidar și respingerea oricăruia dintre ele înseamnă implicit respingerea artificiului matematic newtonian din care s-au dedus legile corecte, adică în conformitate cu datele de observație, ale mișcării gravitaționale.

I. Kant *(Naturgeschichte des Himmels)* merge și mai departe și încearcă să arate că trebuie să existe undeva în univers un corp central, al cărui centru comun de greutate este punctul cardinal de referință al mișcării tuturor corpurilor (punctul fix din teoria lui Newton): „Dacă în spațiul infinit în care s-au format toți sorii din Calea Lactee luăm un punct, în jurul căruia, nu știu din ce cauză, s-a început formarea naturii din haos, acolo va trebui să se formeze masa cea mai mare și un corp de o atracție enormă, care prin aceasta este în stare să silească toate sistemele în formație pe o sferă imensă în jurul său, să cadă spre el ca spre un centru și să creeze în jurul său exact același sistem după cum a făcut în mic aceeași substanță elementară care a format planetele în jurul Soarelui".

Din cele de mai sus, ca și din alte încercări similare, apare clar faptul că cei din vechime înțelegeau perfect care este suportul real, ipoteza fundamentală a teoriei gravitației newtoniene. Asemeni lui Arhimede ei păreau să spună: „Dați-mi nu un întreg spațiu, dar măcar un singur punct fix în univers și atunci teoria lui Newton și mișcarea inerțială pe care aceasta o presupune sînt absolut adevărate". Pentru urmași această înțelegere concretă a fost cu timpul estompată printr-un proces de „degenerare" a sensului noțiunilor originare, datorat probabil necesității stringente de a materializa într-un fel oarecare insesizabilul „punct fix din univers", fără de care teoria gravitației și mișcarea inerțială în general deveneau *inconsistente.* Astfel, printr-un ciudat hazard, către sfîrșitul secolului al XIX-lea spațiul absolut al lui Newton a ajuns să fie identificat cu un. . . fluid, *eterul universal,* noțiune cu ajutorul căreia avea să fie „desființate" ulterior, conform credinței unor fizicieni entuziaști de revelațiile teoriei relativității, toate absoluturile newtoniene.

Noțiunea de eter datează din timpurile antice; ea derivă dintr-un cuvînt grecesc, care înseamnă aer, cer sau regiuni înalte. Aristotel îl considera ca un fel de al cincilea element al naturii: „Pămîntul este înconjurat de apă, scrie el, apa de aer, aerul de eter. Dincolo de eter nu mai este nimic altceva". Deoarece s-a constatat destul de ușor că lumina se putea propaga și în lipsa aerului, adică în vid, Huygens a introdus simplu și cu totul platonic, noțiunea de eter ca mediu purtător al undelor de lumină.

Proprietățile acestui eter, rezultate din interpretarea diverselor experimente care au urmat, apăreau însă contradictorii. Unii considerau, de exemplu, că eterul are proprietățile unui solid rigid deoarece permite propagarea vibrațiilor transversale ale luminii, alții, dimpotrivă, că el este un fluid foarte rarefiat, deoarece nu afectează cu nimic mișcarea planetelor în jurul Soarelui (azi înțelegem simplu că acest paradox ar fi numai aparent, deoarece știm că pentru un observator care se deplasează cu viteza luminii într-un mediu oricît de rarefiat, densitatea acestui mediu apare teoretic infinită). În sfîrșit, unii credeau (și demonstraseră experimental aceasta) că fluidul eter ar fi *antrenat* de corpurile materiale în mișcare (Fizeau, Maxwell, Stockes, Hertz), alții (Fresnel, Lorentz) că el ar fi *perfect imobil.*

Aceștia din urmă *(dar numai aceștia)* puteau găsi într-o asemenea presupusă imobilitate a eterului considerat ca un fluid universal, un referențial fix față de care pot fi raportate mișcările absolute ale corpurilor, un analog *sui generis* al spațiului absolut newtonian. Controversele asupra eterului au luat cu timpul forme foarte ascuțite și ele reflectau în cea mai mare măsură controversele asupra fundamentelor teoriei newtoniene, care, în domeniul electricității și magnetismului, începuseră să fie subminate încă de pe vremea lui Faraday.

În timp ce teoreticienii din Lumea Veche se pasionau de asemenea probleme abstracte, pe celălalt țărm al Atlanticului, în Lumea Nouă, un tînăr ofițer de marină, A. Michelson, executa experiențe — din ce în ce mai precise — pentru măsurarea vitezei luminii. Motivul? „Faptul că viteza luminii este atît de inaccesibilă înțelegerii minții omenești, dublat de extraordinara precizie cu care trebuie determinată, face ca această determinare să fie una dintre cele mai atractive care este hărăzită cercetătorului". Cu un asemenea crez căruia — cu două excepții de conjunctură — i-a rămas fidel întreaga sa viață, ar fi greu să întrevedem în Michelson un protagonist al disputelor speculative care au urmat asupra ipoteticului eter. Și totuși. . .

În 1880, cu ocazia unei permisii, el s-a îmbarcat împreună cu soția și copiii pentru Europa, unde a putut constata un interes neobișnuit de mare pentru acest eter despre care discuta cu aprindere toată lumea. J. Maxwell, O. Lodge și alții, imaginaseră chiar un fel de *experimentum crucis,* care avea să lămurească odată pentru totdeauna starea de mișcare sau de repaus a sa (prin compararea vitezei luminii măsurată în direcția de mișcare orbitală a Pămîntului și într-o direcție perpendiculară pe aceasta), dar cu toții se îndoiau de posibilitatea practică de a se face cîndva o măsurătoare atît de precisă între două puncte de pe Pămînt.

Pentru Michelson asemenea măsurători nu mai constituiau probleme de nerezolvat și a hotărît să satisfacă pe loc această „curiozitate copilărească" a gazdelor sale. A cerut ministrului Marinei Americane o prelungire a concediului cu încă șase luni, a întocmit schițele unui interferometru potrivit pentru măsurarea franjelor de interferență care ar rezulta din eventualele diferențe de viteză a luminii, a încredințat desenele unei societăți berlineze pentru execuția aparatului și a executat măsurătorile la observatorul astrofizic din Potsdam într-un spațiu improvizat, sub un telescop mare.

Rezultatul: nici o diferență semnificativă între vitezele celor două componente ale fasciculului de lumină care fusese ramificat în prealabil și care parcurseseră distanțe egale de-a lungul celor două brațe ale interferometrului dispuse în *direcții diferite.* Michelson comunică sec, aproape dezolat, acest rezultat negativ amabilelor sale gazde europene și se grăbește să se reîntoarcă în America pentru a prinde începutul anului școlar la Case School

of Applied Sciences, unde tocmai primise o catedră. Între timp publică în numărul din august 1881 al revistei „American Journal of Science“ articolul cu titlul *Mişcarea relativă a Pămîntului în eterul propagator de lumină*, în care rezumă experienţa şi rezultatele sale. Einstein avea pe atunci doi ani.

În pragmatica Americă, care nu căpătase încă gustul pentru speculaţiile teoretice, rezultatul de vacanţă al lui Michelson nu prea a trezit cine ştie ce interes, dar în Europa el a provocat o adevărată furtună, mai ales după ce a apărut şi în „Comptes Rendus“. Mach, care refuzase dintotdeauna să accepte realitatea însăşi a eterului, era pe deplin satisfăcut, Lord Kelvin a renunţat la convingerea sa asupra acestei realităţi, Sir Oliver Lodge a respins direct rezultatul lui Michelson, pe care l-a atribuit unor erori experimentale. Triumfau şi adepţii teoriei antrenării totale a eterului de către corpurile în mişcare.

Pentru tînărul Hendrik Anton Lorentz (1853—1928), care avea să devină unul dintre cei mai străluciţi fizicieni ai epocii, concluzia lui Michelson a sunat ca o adevărată provocare, pe care s-a silit să nu o ia în seamă, continuînd să lucreze la o amplă teorie privind procesele electromagnetice, ale cărei obiective le precizase încă în teza sa de doctorat (1875) şi care se baza în esenţă tocmai pe ipoteza unui eter imobil. Nu trebuie desigur acordată o prea mare atenţie rezultatului negativ mult trîmbiţat al acestei experienţe improvizate de un tînăr american înfumurat, cînd atîtea alte experienţe serioase păreau că demonstrează exact contrariul. Într-o serie de memorii şi lucrări publicate în perioada 1878—1887 Lorentz îşi conturează tot mai precis teoria sa.

Pînă la urmă şi Michelson se simte provocat, nu atît de rezistenţa teoriei eterului imobil, împotriva căreia intrase în luptă fără voie, cît, mai ales, de faptul că prin aceasta se punea la îndoială precizia instalaţiei pe care o concepuse şi îndemînarea sa de a face experienţe atît de precise. Era necesar un răspuns clar şi definitiv din partea sa: împreună cu colegul său Morley el pregăteşte îndelung o nouă experienţă similară celei dintîi, dar cu ajutorul unei instalaţii absolut ireproşabile, la construcţia căreia a ţinut cont de toate sugestiile şi criticile formulate în trecut. Experienţa — care avea să marcheze o dată istorică — are loc în America în anul 1887, iar rezultatele au fost publicate în aceeaşi revistă, „American Journal of Science“, sub titlul *„Despre mişcarea relativă a Pămîntului şi propagarea luminii prin eter“*, care a fost reluat în acelaşi an în „Phylosophical Magazine“ din Anglia. Concluzia suna ca o sentinţă irevocabilă: *ipoteza unui eter imobil este greşită!* Iată o concluzie foarte categorică, pe care ponderatul Michelson avea să o regrete în curînd.

De-acum perspectiva istorică se simplifică. Partizanii ca şi adversarii de ocazie ai teoriei eterului părăsesc în grabă avanscena istoriei intrînd în conul ei de umbră şi în arenă rămîn numai adevăraţii protagonişti ai acestei teribile lupte, în balanţa căreia se aruncă cu dezinvoltură ani grei de muncă şi creaţie din partea fiecăruia. Pentru că H. A. Lorentz nu se înclină în faţa acestui istoric verdict! El se angajase prea mult şi prea deplin pe calea sa proprie şi avea o prea precisă şi coerentă viziune asupra unui *ansamblu de fenomene fizice*, în special din domeniul electromagnetismului căruia i se consacrase, pentru a se lăsa doborît de acest rezultat foarte precis al unei singure experienţe. Mai mult, îl sfidează!

Cu curajul şi tenacitatea adevăraţilor creatori lucrează Lorentz încă cinci ani — *după celebra experienţă* — la desăvîrşirea operei sale şi în 1892 răspunsul său la temerara concluzie a lui Michelson este gata. El este prezentat

în lucrarea *Die Maxwell'sche Theorie und ihre Anwendung an bewegten Körpern* sub forma unei atotcuprinzătoare teorii matematice de înaltă ţinută — celebra teorie electronică a lui Lorentz — care, nu numai că regăseşte ca un simplu caz particular ecuaţiile fundamentale ale lui Maxwell, dar face posibilă explicarea unui mare număr de fenomene electromagnetice, care fie că nu erau deloc accesibile vechii teorii descriptive a electromagnetismului, fie că puteau fi interpretate de aceasta numai cu ajutorul unor ipoteze artificiale. Printre acestea se numără fenomenele cele mai delicate ale opticii, dispersia luminii, rotaţia magnetică a planului de polarizare şi alte interacţiuni asemănătoare între undele luminoase şi cîmpurile electrice şi magnetice. Întreagă această teorie lorentziană, care va cuceri imediat lumea ştiinţifică, era însă clădită pe o ipoteză de bază, pe un principiu fundamental: *eterul este în repaus absolut faţă de spaţiu*!

Este poate un moment unic în istoria ştiinţei acesta în care puterea de cuprindere şi logica teoriei înfruntă atît de deschis precizia experimentului şi poate pentru prima dată cînd lucrurile se tranşează atît de net şi de imediat în favoarea celei dintîi. Şi pentru ca triumful teoriei să fie deplin, Lorentz imaginează o demonstraţie matematică elegantă pe care o publică sub formă definitivă în 1895 în lucrarea *Versuch einer Theorie der electrischen und optischen Erscheïnungen in bewegten Körpern*, demonstraţie pe care o vom reda mai jos, conform căreia o experienţă ca cea executată de Michelson, oricît de precisă ar fi ea, nu poate *în principiu* să înregistreze o diferenţă de viteză între cele două fascicule de lumină, chiar dacă o asemenea diferenţă ar exista.

Era prea mult pentru Michelson! Modest, dar înciudat că se lăsase antrenat de pasiunea sa pentru măsurarea vitezei luminii, pe tărîmul speculaţiei teoretice plin de capcane de tot felul, el scrie:

„Pentru mine experienţa este bogată şi din punct de vedere istoric, deoarece pentru soluţionarea acestei probleme a fost inventat interferometrul. Cred că se va recunoaşte că problema care a condus la inventarea acestui aparat (o valoroasă invenţie n.n.) este mai mult compensată de faptul că această experienţă a dat un rezultat negativ". Şi cu toate că au fost executate în continuare şi alte experienţe în acelaşi scop, Michelson nu a mai participat niciodată la ele, dedicîndu-se altor lucrări de optică care-l pasionau cu adevărat şi care aveau să-i aducă premiul Nobel pentru fizică pe anul 1907. Dar, ironie a soartei, istoria fizicii avea să-i lege numele tocmai de cel al lui Lorentz şi tocmai prin acea sofisticată teorie matematică care avea să se numească mai tîrziu teoria relativităţii.

Iată demonstraţia pe care a dat-o Lorentz în 1895 sub formă completă, prin care se infirma concluzia lui Michelson, dar se confirmă rezultatul negativ al experienţei sale şi care a condus la descoperirea a ceea ce ulterior s-a numit *transformările Lorentz*. La elaborarea acestei demonstraţii el s-a inspirat şi dintr-o lucrare (sugerată, de asemenea, de experimentul lui Michelson) a lui V. Voigt (1887), care stabilise un grup oarecum analog de transformări, iar în interpretarea ei de ipoteza contracţiei corpurilor în mişcare emisă de G. Fitzgerald (1893).

Între două sarcini electrice în repaus q şi q_1 situate la distanţa r una de alta, se exercită, conform legii lui Coulomb, o forţă electrică

$$F = k\frac{qq_1}{r^2} = Eq_1, \tag{4.1}$$

unde

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{r^2} \tag{4.2}$$

reprezintă intensitatea cîmpului electric creat de sarcina q la o anumită distanță r (x, y, z), iar ε_0 este permitivitatea mediului (pentru vid $\varepsilon_0 = 1$, în sistemul de unități C.G.S. electrostatic). Această lege a forțelor electrice, perfect analoagă legii forțelor gravitaționale a lui Newton, ne permite să considerăm că forța F derivă ($F = -\partial\Phi/\partial r$) din funcția de potențial

$$\Phi(r) = \Phi(x, y, z) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{r} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}; \tag{4.3}$$

$\Phi(r)$ este *potențialul electric* produs într-un punct $P(x, y, z)$ situat la distanța r de sarcina q.

Multe experiențe (începînd cu cele ale lui Faraday) au arătat că dacă cele două sarcini se află în mișcare una față de cealaltă, legea lui Coulomb nu mai este exactă și necesită o corecție (la fel ca și legea similară a lui Newton) deoarece forța asupra sarcinii electrice q depinde nu numai de poziție, dar și de viteza sa. Corecția, adică *forță magnetică* care apare suplimentar, are un caracter direcțional precizat; în orice punct din spațiu atît direcția forței cît și mărimea sa depind de *direcția* mișcării sarcinii. În fiecare moment forța suplimentară este perpendiculară pe o direcție perpendiculară pe această direcție unică.

Au fost făcute multe experiențe ingenioase pentru a „pipăi" și stabili exact aceste proprietăți ale forței suplimentare descoperită experimental, dar odată stabilite a fost posibil să se descrie toate aceste comportări definind un vector magnetic **B**, care specifică atît direcția unică din spațiu, cît și constanta de proporționalitate cu viteza și să se scrie forța magnetică suplimentară (numită ulterior forța Lorentz) sub forma $q_1 (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$. Forța electrică a lui Coulomb, dată de (4.1), devine acum o forță electromagnetică dată de relația

$$\mathbf{F} = (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})q. \tag{4.4}$$

Această relație descrie corect interacțiunea directă dintre sarcini, indiferent de mișcarea lor și fără a necesita nici un fel de artificiu matematic care să acorde mișcării inerțiale vreun rol special; împreună cu ecuațiile uzuale ale mecanicii, ea constituie baza electrodinamicii clasice. O corecție analoagă pentru legea lui Newton ar rezolva simplu și real problema mult discutatelor absoluturi, dar experiențele care se fac în prezent pentru a se pune în evidență o eventuală forță suplimentară sînt mai puțin concludente, deoarece interacțiunea gravitațională este foarte slabă în comparație cu cea electromagnetică.

Similar ca mai sus putem presupune că și această forță derivă dintr-un potențial. Expresia matematică a unei astfel de potențial produs într-un punct $P(x, y, z)$ de o sarcină q care se mișcă oricum în raport cu acest punct, a fost stabilită ca o soluție generală a ecuațiilor lui Maxwell, de către Liénard (1898) și Wiechert (1900) și are forma

$$\Phi(x, y, z, t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{\left[r - \frac{\mathbf{v}\cdot\mathbf{r}}{c}\right]_{\text{ret}}}, \tag{4.5}$$

unde **r** este vectorul distanței de la sarcina q la punctul P. Mărimea Φ și, toate cantitățile din paranteză trebuie să fie evaluate la momentul *retardat*, așa cum vom vedea imediat.

Înainte de aceasta, dorim să atragem atenția cititorului asupra faptului că în cele ce urmează va fi totuși vorba despre un fel de joc, un joc matematic elevat cu care s-a putut amuza un fizician-teoretician ca Lorentz și care avea să creeze o variantă paralelă, speculativ-matematică, la interpretarea uzuală, experimental-matematică a electrodinamicii. Spunem aceasta deoarece grupul matematic de transformări la care acest joc a condus nu îi era neapărat necesar pentru a depăși vreun impas oarecare, așa cum i s-a întîmplat de exemplu lui Newton, care a fost obligat să inventeze artificiul său matematic pentru a „salva fenomenele"; forța lorentziană suplimentară la legea lui Coulomb, q ($\mathbf{v} \times \mathbf{B}$), care poate fi cu ușurință pusă în evidență fizic prin experiment, era suficientă pentru a se interpreta exact toate fenomenele electrodinamice cunoscute și este utilizată și astăzi pe scară largă. Lorentz a dorit numai să vadă dacă și în ce condiții matematice anume s-ar putea „renunța" la considerarea forței corective reale q ($\mathbf{v} \times \mathbf{B}$), astfel încît legea lui Coulomb (și potențialul corespunzător) să poată totuși descrie corect interacțiunea dintre sarcinile electrice. Vom avea de a face evident cu un artificiu matematic, cu atît mai evident cu cît există în paralel alternativa forței corective, ambele variante fiind echivalente, mai mult, elaborate de unul și același fizician, Lorentz!

Condițiile matematice care au rezultat de aici au fost următoarele: dacă operăm o schimbare de coordonate convenabilă (dată de grupul de transformări Lorentz) între sistemele de coordonate ale celor două sarcini q și q_1, putem renunța într-adevăr la forța corectivă a lui Lorentz. Transformarea coordonatelor carteziene x, y, z nu va fi însă suficientă, va trebui — așa cum vom vedea — să transformăm și o a patra „coordonată" timpul t. Așadar, dacă dorim să interpretăm întreaga operațiune din punct de vedere geometric, putem spune că spațiul tridimensional nu mai este suficient pentru o astfel de substituire; va trebui să presupunem că legea lui Coulomb acționează într-un spațiu cvadridimensional, așa cum se consideră de fapt că se petrec lucrurile conform teoriei relativității a lui Einstein, care a avut ca punct de plecare tocmai transformările Lorentz.

Prin urmare, presupunerea că legea forțelor, a lui Coulomb, acționează într-un „spațiu" cvadridimensional este absolut echivalentă cu adăugarea unei forțe corective (forța Lorentz) la această lege, atunci cînd ea acționează în spațiul tridimensional; această echivalență este cu prisosință dovedită de demonstrația lui Lorentz și de teoria relativității restrînse. Sesizînd perfect acest „amănunt" neglijat în prezent de tratatele de specialitate, Einstein a încercat imediat să corecteze și legea similară a lui Newton prin același procedeu, adică presupunînd că ea acționează în spațiul cvadridimensional x, y, z, t și reușind a creat teoria relativității generale. Eddington a demonstrat însă (§ 4.5) că procedeul relativist este, din nou, echivalent cu adăugarea unor forțe corective la legea gravitației a lui Newton. Mai mult, Lense (§ 4.5) a demonstrat aceeași echivalență și în cazul teoriei sale; toate acestea demonstrează concludent că o astfel de echivalență este efectivă.

Termenul „absolut echivalent" utilizat mai sus apare oarecum impropriu deoarece relația (4.4) este foarte generală, ea rămînînd valabilă indiferent de felul mișcării sarcinilor electrice (adică de accelerațiile, vitezele sau traiectoriile lor), în timp ce grupul de transformări Lorentz și teoria relativității restrînse rămîn valabile *numai* în cazul simplu al mișcării inerțiale, adică al

mișcării rectilinii și cu viteză constantă (accelerație nulă). Prin urmare, artificiul matematic al lui Lorentz nu este chiar absolut echivalent cu adăugarea forței sale corective la legea lui Coulomb decît în cazul cu totul particular al mișcării inerțiale; în rest, relația (4.4) și nu acest artificiu deține supremația absolută. Pentru acest motiv o teorie bazată pe artificiul matematic al mișcării inerțiale, așa cum este teoria relativității restrînse pentru fenomenele electricității și teoria relativității generale și teoria lui Newton pentru fenomenele gravitaționale, va fi mai puțin generală, decît o teorie bazată pe adăugarea unor forțe corective la legile de forțe corespunzînd acestor domenii fundamentale ale fizicii. Singura condiție necesară și suficientă este ca aceste forțe corective să fie reale, adică să poată fi puse în evidență sub raport experimental, așa cum se întîmplă lucrurile cu forța corectivă a lui Lorentz, $q\,(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$.

Am considerat necesar să facem această digresiune cu caracter de anticipație pentru ca cititorul să aibă schițat încă de la început punctul nostru de vedere asupra celor ce urmează, spre a putea, eventual, să constate chiar de la prima citire, dacă un asemenea punct de vedere este corect sau nu. Demonstrația care urmează servește concludent, după părerea noastră, punctul de vedere expus mai sus.

Să presupunem că sarcina q se mișcă de-a lungul axei x (fig. 13) cu viteza constantă $\mathbf{v}$ și că dorim să vedem cum se modifică expresia (4.3) a potențialului în punctul $P\,(x, y, z)$, știut fiind (din considerațiile lui Maxwell și din măsurătorile lui Weber și Kohlrausch) că viteza de propagare a interacțiunii electromagnetice este egală cu viteza c a luminii. Dacă la momentul $t = 0$ sarcina q se află în origine, în momentul t ea se va găsi în punctul avînd coordonatele $x = vt$, $y = z = 0$ (poziția 2). Dacă viteza de propagare a interacțiunii ar fi infinită ($c \to \infty$), atunci schimbarea poziției sarcinii din origine în poziția 2 s-ar reflecta instantaneu asupra potențialului creat în $P\,(x, y, z)$, a cărui valoare ar fi dată în acest caz chiar de (4.3), în care se introduc noile coordonate ale lui $\mathbf{r}\,(vt, y, z)$.

Dar perturbația electrică se propagă cu *viteza finită c* către punctul P și deci va avea nevoie de un anumit timp pentru a străbate distanța, astfel încît la momentul t valoarea potențialului în P va fi dată de „semnalul" emis anterior de către sarcină, adică la *timpul retardat t'*

$$t' = t - \frac{r'}{c}, \tag{4.6}$$

unde $\mathbf{r}'$ este distanța de la sarcină la punctul P, în momentul t'. În acest moment sarcina s-a aflat la $x = vt'$, poziția (2), deci

$$r' = \sqrt{(x - vt)^2 + y^2 + z^2}. \tag{4.7}$$

Pentru a găsi pe r' sau t', vom elimina pe r' rezolvînd ecuația (4.6) și vom înlocui în ecuația (4.7). Ridicînd la pătrat ambele părți, obținem relația

$$c^2(t - t')^2 = (x - vt)^2 + y^2 + z^2, \tag{4.8}$$

care este o ecuație pătratică în t'. Dezvoltînd binoamele pătratice și adunînd termenii în t' obținem

$$(v^2 - c^2)\,t'^2 - 2(vx - c^2t)\,t' + x^2 + y^2 + z^2 - (ct)^2 = 0, \tag{4.9}$$

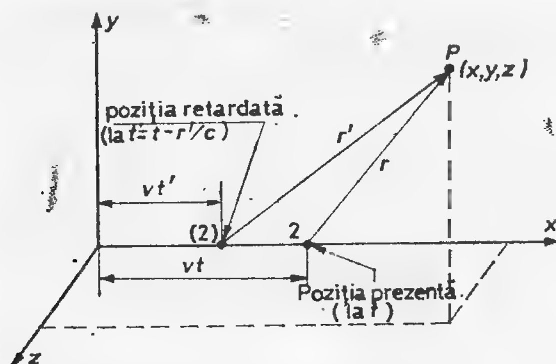


Fig. 13. Determinarea potenţialului în punctul $P\ (x, y, z)$ al unei sarcini electrice care se mişcă uniform în lungul axei x.

de unde, rezolvînd pentru t', vom avea

$$\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)t' = t - \frac{vx}{c^2} - \frac{1}{c}\sqrt{(x-vt)^2+\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)(y^2+z^2)}. \qquad (4.10)$$

Produsul scalar $\left(\frac{\mathbf{v}\cdot\mathbf{r}}{c}\right)_{\text{ret}}$ din relaţia (4.5) poate fi scris sub forma

$$\frac{\mathbf{v}\cdot\mathbf{r}'}{c} = \frac{v_r r}{c}, \qquad (4.11)$$

unde v_r este componenta vitezei sarcinii electrice către punctul P (pe direcţia $\mathbf{r}'$). Această componentă are evident valoarea $v(x - vt')/r'$, astfel încît $\mathbf{v}\cdot\mathbf{r}' = v(x - vt')$ şi numărătorul relaţiei (4.5) va deveni

$$r' - \frac{\mathbf{v}\cdot\mathbf{r}}{c} = c(t-t') - \frac{v}{c}(x-vt) = c\left[t - \frac{vx}{c^2} - \left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)t'\right]. \qquad (4.12)$$

Ţinînd cont de relaţiile (4.10) şi (4.12), relaţia (4.5) poate fi scrisă astfel

$$\Phi(x, y, z, t) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\,\frac{1}{\sqrt{(x-vt)^2+\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)(y^2+z^2)}}, \qquad (4.13)$$

sau, sub o formă mai sugestivă,

$$\Phi(x, y, z, t) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\,\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\,\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{x-vt}{1-\frac{v^2}{c^2}}\right)^2+y^2+z^2}}. \qquad (4.14)$$

Aceasta este ecuaţia căutată a potenţialului, pe care sarcina electrică q aflată în mişcare rectilinie şi uniformă în lungul axei x îl provoacă în punctul fix $P\ (x, y, z)$; exact aceeaşi ecuaţie am obţine şi pentru potenţialul gravitaţional newtonian, dacă am presupune că interacţiunea gravitaţională se propagă cu viteza finită c. Se observă că acest potenţial diferă de cel static, descris de relaţia (4.3), tocmai datorită propagării interacţiunii cu viteză finită (c); cum valoarea interacţiunii depinde de distanţa dintre sarcină şi

punctul fix în spațiu (scade invers proporțional cu pătratul distanței), dacă sarcina se deplasează cu viteza v, schimbarea poziției sale (respectiv noua valoare a interacțiunii, corespunzătoare noii poziții) nu se reflectă *instantaneu* asupra punctului fix, ci după un *timp finit*. Tocmai pentru acest motiv am calculat mai sus diversele valori la *timpul retardat*.

Acest truc cu retardarea, adică *presupunerea suplimentară* că potențialele depind numai de poziția și viteza la timpul retardat, permite să se demonstreze riguros că de fapt potențialul dat de (4.14) este același oricum s-ar mișca sarcina electrică q, deoarece, așa cum se vede din relația (4.5), produsul scalar $\mathbf{v} \cdot \mathbf{r}$ implică în orice moment numai proiecția vitezei $\mathbf{v}$ pe direcția lui $\mathbf{r}$, adică numai componenta vitezei sarcinii pe direcția punctului fix P. Acest truc nu mai merge în cazul cînd am urmări transformarea cîmpului electric (**E**) sau magnetic (**B**) produse de sarcina q, deoarece aceste mărimi fundamentale ale electrodinamicii depind nu numai de viteză, dar și de *accelerația* sarcinii. De aceea, cînd, în continuare, ne vom referi la „invarianța legilor electromagnetismului" vom avea în vedere numai referențialele în mișcare rectilinie și uniformă, adică cele inerțiale.

Să observăm acum eventualele cazuri în care *forma ecuației* potențialului nu ar putea fi influențată în nici un fel de deplasarea sarcinii q, cu alte cuvinte, cazurile în care ecuația potențialului ar rămîne *invariantă* în raport cu mișcarea. Aceasta înseamnă că va trebui să găsim, împreună cu Lorentz, acele condiții matematice pentru care relația (4.14) devine identică cu relația (4.3).

Două asemenea cazuri se observă imediat:

a) dacă $v = 0$, adică dacă sarcina q se află în repaus față de punctul P;

b) dacă $c \to \infty$, adică dacă viteza de propagare a interacțiunii ar fi infinită.

Pentru potențialul electric, respectiv pentru legea forțelor a lui Coulomb, cazul *a* este evident banal, iar cazul *b* imposibil, viteza de propagare a semnalelor electromagnetice fiind măsurate experimental la valoarea finită c. Pentru potențialul gravitațional, respectiv pentru legea forțelor, a lui Newton, ambele cazuri sînt descrise implicit de teoria newtoniană a gravitației; cu toate că Newton a afirmat contrariul, ecuațiile teoriei sale, a gravitației, presupun efectiv o viteză infinită de propagare a interacțiunii gravitaționale, deoarece în această teorie nu există încă un analog al forței Lorentz și nici al potențialului Liénard-Wiechert.

Lorentz remarcă însă (1892) și o a treia posibilitate, care — în perspectivă istorică — s-a dovedit foarte interesantă: dacă facem abstracție de factorul $1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$, relația (4.14) devine identică cu (4.3) în cazul în care operăm următoarele substituiri

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad y' = y, \quad z' = z. \tag{4.15}$$

Asemenea substituții reprezintă simple transformări de coordonate, care se operează curent între sisteme de referință; în cazul de mai sus, transformarea se operează între sistemul de coordonate *fix Oxyz*, față de care se consideră poziția punctului fix P și un sistem de coordonate *mobil O'x'y'z'*, care se deplasează odată cu sarcina q pe care o conține în originea O'.

Substituțiile (4.15) reprezintă o primă schiță a ceea ce avea să se numească mai tîrziu transformările Lorentz, iar raționamentul redat mai sus reflectă în esență modul în care ele au fost descoperite. Avînd în vedere apro-

ximația semnalată mai sus, Lorentz formulează (1892) următoarea teoremă interesantă: „Dacă se neglijează pătratul raportului v/c, ecuațiile care exprimă legile electromagnetismului sînt aceleași în cele două sisteme de referință inerțiale".

Cu alte cuvinte, la acest ordin de aproximație și ținînd cont de ipoteza eterului imobil, pe care se bazează întreaga teorie a lui Lorentz, fenomenele electrice și luminoase, măsurate de observatori în mișcare prin experiențe interioare sistemului lor de referință, sînt identice cu acelea care s-ar produce cînd observatorii ar fi în repaus; nu se poate deci dovedi nici un „vînt de eter". Din această teoremă de cvasiinvarianță pot fi deduse cu ușurință rezultatele experimentale ale lui Fizeau și ale succesorilor săi, bazate pe efecte de ordinul întîi în v/c și interpretate prin ipoteza unui eter antrenat parțial.

Teorema lui Lorentz nu constituia însă un răspuns valabil și pentru interpretarea experienței lui Michelson, care măsura efecte de ordinul doi în v/c, din cauza acelui factor $1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$, cu valoare extrem de mică (raportul v^2/c^2 în cazul mișcării Pămîntului pe orbita sa este de ordinul sutimilor de milionime), dar care nu dispărea prin substituția (4.15), făcînd astfel ca invarianța ecuației potențialului să nu fie perfectă.

G. Fitzgerald, profesor la Trinity College din Dublin, a intuit (1893) în însăși substituția (4.15) cheia rezolvării problemei. Această substituție arată că, „văzută" din sistemul de coordonate mobil $(O'x'y'z')$, lungimea x, aflată în direcția mișcării, apare *contractată* și această contracție este cu atît mai mare cu cît viteza v este mai mare, în timp ce celelalte lungimi, (y și z) perpendiculare pe direcția mișcării, rămîn neschimbate. Dacă lucrurile stau chiar așa, nu cumva brațul interferometrului lui Michelson (cel aflat pe direcția mișcării Pămîntului) apare contractat în raportul $1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ față de sistemul eterului imobil în care se propagă lumina și atunci fasciculul de lumină străbate (în același interval de timp t) o distanță mai scurtă decît celălalt fascicul dirijat spre brațul dispus perpendicular pe această direcție? Aceasta ar masca automat și complet diferența de viteză care ar trebui să apară.

Interesant este că dacă admitem ipoteza contracției, a lui Fitzgerald, conform căreia brațul interferometrului se contractă în raportul

$$l = \frac{l_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \tag{4.16}$$

și introducem în această expresie valorile cunoscute (viteza luminii $c \doteq 3 \cdot 10^{10}$ cm și viteza orbitală a Pămîntului $v = 3 \cdot 10^6$ cm s^{-1}) se obține o diferență de lungime care *compensează exact* deplasarea așteptată atunci cînd s-au rotit brațele interferometrului. Rezultatul negativ al experienței Michelson-Morley poate fi complet explicat; mai mult, *o asemenea contracție nu ar putea fi pusă direct în evidență prin nici un mijloc de pe Pămînt,* deoarece orice etalon terestru s-ar contracta în aceeași proporție!

Probabil că această „găselniță" a lui Fitzgerald ar fi rămas o bizară coincidență, cum sînt atîtea altele, dacă Lorentz nu ar fi încorporat-o imediat în teoria sa, pentru a căpăta posibilitatea de a înlătura aproximațiile și a face perfect invariante legile electromagnetismului prin intermediul grupului său de transformări.

Din relația anterioară,

$$t' = t - \frac{r'}{c}, \tag{4.17}$$

putem obține două forme echivalente. Prima, înlocuind în această relație valoarea r' cu coordonatele transformate, conform relațiilor (4.15), adică

$$t' = t - \frac{1}{c}\sqrt{\left(\frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}\right)^2 + y^2 + z^2}, \tag{4.18}$$

a doua, transcriind relația (4.10) sub forma

$$t' = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}\left[\frac{t - \frac{vx}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{1}{c}\sqrt{\left(\frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}\right)^2 + y^2 + z^2}\right]. \tag{4.19}$$

Din așa-numita lege de propagare a luminii, $l = ct$, dacă admitem că viteza luminii este o constantă și că brațul l al interferometrului lui Mihcelson s-a contractat conform relației (4.16), rezultă că factorul $\sqrt{1 - v^2/c^2}$, care apare înaintea parantezei, reflectă tocmai această contracție liniară. Cu toată această contracție, observăm că cele două relații, (4.18) și (4.19), nu pot fi totuși echivalente decît dacă mai facem o substituție pe lîngă cele date de (4.15) și anume dacă punem

$$t' = \frac{t - \frac{vx}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \tag{4.20}$$

Relațiile (4.15) și (4.20) reprezintă așa-numitul grup de transformări Lorentz în raport cu care ecuația potențialului electric și, în general, legile electromagnetismului, sînt — coerent și fără aproximație — invariante. Fără ipoteza contracției factorul $\sqrt{1 - v^2/c^2}$ nu mai poate fi interpretat și se revine la vechea formulare aproximativă a invarianței acestor legi, chiar dacă se operează și transformarea (4.20).

Prin urmare, schimbările de coordonate spațio-temporale, date de grupul de transformări Lorentz, și admiterea ipotezei contracției sînt condiții *distincte, dar solidare*, în interpretarea rezultatelor experienței lui Michelson. Această interpretare mai presupune suplimentar un timp absolut, care se scurge pretutindeni la fel (t și t' reprezintă numai efecte cinematice aparente) și, în plus, că viteza orbitală **v** a Pămîntului se compune cu viteza **c** a luminii, după regula clasică, adică **c** + **v** cînd lumina parcurge brațul interferometrului în sens direct și **c** — **v** cînd acest drum este parcurs în sens invers.

Există o posibilitate formală de a evita ipoteza contracției lorentziene, care, deși este bine descrisă de grupul său de transformări, nu are totuși o justificare fizică imaginabilă în absența oricăror forțe (mișcarea este inerțială): aceea de a face ipoteza, la fel de absurdă, că în raport cu brațul interferometrului care se deplasează în direcția mișcării Pămîntului cu viteza **v**, lumina are aceeași viteză **c**, atît la dus cît și la întors (contrazice bine verifi-

catul principiu al compunerii vitezelor). Din relația $l = ct$ observăm că, în acest caz, *contracția lungimii* poate fi preluată (explicată) prin *contracția timpului*. Cu alte cuvinte, *prin această ipoteză rezultă noțiunea unui timp relativ, care diferă de la un referențial inerțial la altul*, care, la rîndul său, este bine descris de grupul de transformări Lorentz, dar vine în contradicție cu reprezentările clasice.

Rezumînd, putem spune că, pentru a explica rezultatul experienței lui Michelson sau, în general, *pentru a obține invarianța legilor la o transformare Lorentz, putem admite fie că timpul reprezintă o mărime absolută, fie că viteza luminii reprezintă o astfel de mărime absolută*. Mai concret, pentru ca fenomenele fizice să nu fie influențate de mișcarea sistemelor inerțiale, trebuie să admitem fie că timpul, fie că viteza luminii sînt influențate de mișcarea acestora.

S-ar părea că eliminarea forței corective la legea lui Coulomb, cu ajutorul artificiului matematic prezentat mai sus, ar avea darul să simplifice lucrurile. Într-adevăr, acest procedeu permite o restructurare formală (în special în relativitatea restrînsă) a unei bune părți din electrodinamică (mai puțin acea parte în care fenomenele depind de accelerații), cu toate că, excepție făcînd ipoteza contracției, care se referă la fenomene mecanice, el nu presupune nici un fenomen nou, necunoscut anterior. Forța corectivă a lui Lorentz este teoretic „desființată", ea apărînd doar ca un „efect de referențial"; legea lui Coulomb și legile electromagnetismului în general vor păstra formele lor simple cunoscute și pentru a le pune de acord cu datele experimentului și observației se va opera între diversele sisteme de referință substituțiile de coordonate spațio-temporale furnizate de grupul de transformări al lui Lorentz. În locul vectorilor tridimensionali binecunoscuți putem folosi acum eleganții cvadrivectori, avînd ca a patra coordonată timpul și care vor permite interpretări sintetice interesante.

Cu toate acestea, trebuie să o spunem și să o subliniem, o altă bună parte a electrodinamicii rămîne în afara sferei de acțiune a procedeului matematic amintit, valabil numai în cazul cu totul particular al mișcării inerțiale; toată acea infinitate de sisteme neinerțiale, în care fenomenele electrodinamice depind de accelerații, nu vor putea fi coerent explicate decît cu ajutorul forței corective la legea lui Coulomb și a celorlalte implicații fizice și matematice pe care aceasta le presupune. S-a creat astfel în acest domeniu o situație ambiguă, care persistă de aproape 80 de ani și pe care unii teoreticieni o escamotează, ignorînd legătura evidentă dintre această forță corectivă și procedeul matematic descoperit de Lorentz. În ultimii douăzeci de ani ai vieții sale, Einstein, care nu se împăcase niciodată cu compromisurile, a încercat cu multă perseverență — din păcate fără succes — să înlăture o astfel de situație supărătoare, în cadrul unei teorii unificate a cîmpurilor.

De ce a creat Lorentz o alternativă matematică, speculativă și parțială, la interpretarea clasică, fenomenologică, concretă și foarte generală, a electrodinamicii? Desigur, în primul rînd pentru că aceasta a fost posibil, dar mai ales, pentru că o astfel de alternativă s-a dovedit fecundă (și la fel de fecundă avea să se dovedească mai tîrziu în teoria lui Einstein), ea putînd suplini din punct de vedere matematic anumite imperfecțiuni (care există într-adevăr și de care ne vom ocupa mai tîrziu) ale legii forțelor, dată de relația (4.4). Descoperirea experimentală a forței corective la legea lui Coulomb și precizarea caracteristicilor sale a fost un proces îndelungat, care a durat mai bine de o sută de ani; descoperirea unei eventuale noi forțe corective (care pare în prezent necesară) va fi evident și mai dificilă, deoarece această corecție

va trebui să fie cu mult mai mică decît prima. În perspectivă istorică putem constata că artificiile matematice ale mișcării inerțiale le-au permis lui Newton, Lorentz și Einstein, să utilizeze pentru teoriile lor forțe corective echivalente (pe care astăzi le putem constata fizic, experimental) fără a fi obligați să le presupună expres. Vom reveni pe larg asupra acestei interesante probleme în cele ce urmează.

În orice caz, pe baza invarianței pe care o obținuse și a ipotezei contracției pe care a acceptat-o ca pe un *fait accompli* al naturii, Lorentz a obținut noi și strălucite succese în teoria sa electronică a materiei (dispersia cromatică a luminii, deformația electronilor aflați în mișcare și a cîmpurilor ale căror surse sînt etc.). Cînd, în 1896, Zeeman a descoperit fenomenul care-i poartă numele (efectul Zeeman normal), Lorentz a fost în stare să dea imediat o explicație precisă fenomenului. Pe scurt, teoria sa explica toate fenomenele electrice, magnetice și optice cunoscute și a permis multe previziuni care s-au confirmat ulterior. Ea a fost dezvoltată, în toate amănuntele, în anii care au urmat (1895—1905) (conductivitatea metalelor, magnetismul etc.) și a rămas un monument științific clasic, bază a tuturor teoriilor noastre moderne — relativitatea și cuantele — care mai degrabă o completează decît o corectează. Invarianța legilor electromagnetismului, stabilită de Lorentz, respectiv afirmarea rezultatelor negative ale experiențelor de ordinul doi în v/c, a fost, fără excepție, confirmată de un mare număr de experiențe ulterioare care au utilizat fenomene diferite, ca de exemplu, optice (procese de reflexie și refracție, dublă refracție, rotația planului de polarizare etc.) sau electromagnetice (fenomene de inducție, distribuții de curenți în conductori etc.), asupra cărora nu vom mai insista.

După părerea noastră, esența operei lui Lorentz constă în aceea că ea a reintrodus în domeniul electricității, bineînțeles la un nivel calitativ superior, principiile fundamentale ale teoriei newtoniene. După o perioadă de apogeu, în care aceste principii și legea lui Newton a gravitației universale constituiau un model absolut, care genera, prin analogie, cercetările de specialitate, ele fuseseră părăsite cu încetul sub presiunea experienței și observației. Declinul a început practic în 1820, odată cu experiența lui Oersted asupra devierii acului magnetizat de către curentul electric și s-a desăvîrșit către jumătatea secolului trecut, odată cu descoperirea legilor inducției de către Faraday (1831) și elaborarea primei lucrări a lui Maxwell (1855—1856) asupra cîmpului forțelor magnetice.

Marele număr de lucrări teoretice și experimentale efectuate în această perioadă a stabilit noile și variatele aspecte ale electromagnetismului; două dintre acestea erau în flagrantă contradicție cu prototipul inițial, adică cu legea și teoria gravitației ale lui Newton:

— s-a dovedit clar că legea similară a lui Coulomb necesită o *forță corectivă* pentru a putea interpreta datele experimentale și această forță a fost pusă în evidență experimental;

— s-a dovedit clar că interacțiunea electromagnetică se propagă cu *viteza finită c* și această viteză a fost măsurată experimental.

Or, legea lui Newton nu necesita încă o astfel de corecție, iar interacțiunea gravitațională se propaga — în teoria lui Newton — cu viteză infinită.

În consecință, modelul newtonian a fost părăsit, împreună cu ideea care stăpînise ferm lumea științifică de *a reduce în mod general electrodinamica la mecanică*. Știința electromagnetismului s-a îndreptat sub aspect experimental la studierea în detaliu a noilor sale descoperiri specifice, iar sub aspect teoretic la formularea propriilor sale modele matematice, bazate direct pe

aceste descoperiri. Situîndu-se tot mai mult în afara axiomaticii newtoniene, această știință a fost nu numai scutită de incertitudinile și frămîntările care au marcat știința gravitației și, prin extensie, mecanica newtoniană, către sfîrșitul secolului al XIX-lea, dar a cunoscut — în aceeași perioadă — un avînt extraordinar.

Și iată că Lorentz găsește acum posibilitatea de a reveni atît la vechiul cadru axiomatic newtonian, cît și la procedeele matematice pe care acesta le presupune, în primul rînd la artificiul mișcării inerțiale, care permite „renunțarea" la forțele corective necesitate de cele două legi fundamentale, a lui Newton și a lui Coulomb. Contribuția de esență pe care Lorentz o aduce procedeului matematic newtonian constă în aceea că el pune de acord acest procedeu, care presupune ipoteza propagării cu viteză infinită a interacțiunii, cu viteza finită c de propagare a interacțiunii electromagnetice, determinată experimental. Acest lucru rezultă deosebit de clar făcînd $c \to \infty$ în grupul de transformări Lorentz (4.15) și (4.20), de unde obținem

$$x' = x - vt,\ y' = y,\ z' = z,\ t' = t, \qquad (4.21)$$

adică ceea ce s-a numit *grupul de transformări al lui Galilei*, care nu reprezintă altceva decît cunoscutele sisteme inerțiale galileiene, în care este valabilă legea gravitației a lui Newton și care sînt în repaus sau se mișcă rectiliniu și uniform în raport cu „punctul fix din univers". Observăm în treacăt faptul că cele patru „coordonate" x, y, z și, mai ales, t, nu au nici un fel de proprietate specială și, cu atît mai puțin, misterioasă, față de binecunoscutele variabile ale teoriei clasice; deosebirea dintre transformările lui Lorentz și cele ale lui Galilei este datorată *numai* caracterului finit de propagare a interacțiunii.

Ipotezele fundamentale ale atotcuprinzătoarei teorii a lui Lorentz sînt următoarele.

a) „Eterul este totdeauna și pretutindeni imobil. El nu este însă un fluid înzestrat cu calități materiale (densitate, elasticitate); *este spațiul vid* ale cărui proprietăți pur electromagnetice sînt descrise de ecuațiile lui Maxwell, admise ca axiome.

b) Electricitatea este constituită din particule materiale avînd o sarcină și o masă definite".

Odată aceste ipoteze admise, întreaga teorie a lui Lorentz rezultă din dezvoltarea logică a consecințelor. Cu scopul de a micșora numărul axiomelor independente, el introduce în lucrarea sa din 1892, după exemplul lui Maxwell, și principiile mecanicii (principiul lui d'Alembert).

Așadar, cadrul în care se dezvoltă teoria lui Lorentz este cel pur newtonian: puncte materiale mișcîndu-se în vid sub influența forței Coulomb, după principiile mecanicii. Eterul lorentzian este chiar spațiul absolut al lui Newton, un *nume* nou dat unei noțiuni vechi, așa cum rezultă din prima ipoteză. Punctul P (fig. 13) în raport cu referențialul căruia Lorentz stabilește grupul său de transformări este „punctul fix din univers" atît de bine cunoscut cititorului, față de care și Newton definește (v. cap. 3) sistemele inerțiale ale centrelor comune de masă.

Într-adevăr, observăm că în demonstrația lui Lorentz, prezentată anterior (fig. 13), se presupun tacit două afirmații distincte:

a) că viteza c a semnalului electric emis de sursa q în mișcare este independentă de viteza sursei;

b) că în punctul P semnalul emis de q este recepționat întotdeauna la viteza c.

Prima afirmație este evidentă: deoarece semnalele se nasc și se propagă numai în „eter", viteza lor (în eter) nu va fi deci influențată de viteza sursei,

la fel cum viteza sunetului în apă nu este influențată de viteza sursei care îl produce. A doua afirmație nu poate fi adevărată decît într-un singur caz: dacă *punctul P este fix*. În cazul în care el se deplasează în raport cu sursa cu o viteză **v**, atunci viteza semnalului recepționat în P va fi $\mathbf{c}-\mathbf{v}$ sau $\mathbf{c}+\mathbf{v}$, după cum punctul se apropie sau se îndepărtează de sursă, conform binecunoscutei legi a compunerii vitezelor; la fel va recepționa semnalele sonore care se propagă prin apă un receptor aflat în mișcare în acest mediu.

Prin urmare, „punctul fix din univers", imaginat de Newton, căutat de Kant și de mulți alții, este chiar punctul P din demonstrația lui Lorentz. Datorită faptului că semnalul electromagnetic se propagă cu viteza finită c, acest punct fix capătă aici o *calitate nouă:* aceea că recepționează acest semnal electromagnetic întotdeauna cu aceeași viteză c, indiferent de starea de repaus (absolut) sau de mișcare (absolută) *a sursei emițătoare* (zicem absolut, deoarece viteza sursei se consideră în raport cu referențialul fix al punctului P). Cu alte cuvinte, *afirmația că viteza luminii este o constantă în raport cu punctul P din spațiul vid, înseamnă automat, conform raționamentului lui Lorentz și conceptelor clasice de compunere a vitezelor, ca acest punct este fix în spațiul vid;* să reținem această mică concluzie pentru paragraful următor.

Pe aceste baze, strict newtoniene, Lorentz a reușit să explice fenomenele electromagnetice cele mai fine și acest lucru este izbitor pentru oricine știe că teoria lui Newton și mecanica sa în special încetaseră de mult de a mai fi un model valabil pentru electricitate. Sesizînd posibilitatea unei noi unificări, Lorentz concepe acum *întreaga materie ca un fenomen electric:* proprietățile diferite ale materiei se bazează pe caracterul diferit al mobilității electronilor față de atomi, toate procesele electromagnetice constau din mișcările electronilor și ale cîmpurilor care le însoțesc. Ecuațiile lui Maxwell se deduc din niște ecuații mai generale, care țin cont de structura corpusculară a materiei (electricității) și de mișcarea ei.

Preluînd noțiunea de flux de energie, introdusă de electromagnetism de Poynting (1884), Lorentz a putut să arate (1900) că acestui flux de energie i se poate asocia o *„cantitate de mișcare electromagnetică"*. Rezultă imediat, din legile mecanicii, că se poate atribui fiecărei particule materiale o origine „pur electromagnetică", caz în care:

„Un corpuscul avînd viteza constantă v va avea o *masă electromagnetică* m care variază după relația

$$m=\frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \text{unde } \beta=\frac{v}{c}\text{"} \cdot \tag{4.22}$$

Această concluzie a lui Lorentz a fost verificată în mod strălucit prin experiențele lui Guye și Lavanchy. S-a putut găsi chiar un fel de prototip al celebrei formule a lui Einstein $E=mc^2$, asupra căruia nu vom insista.

Iată cum artificiul matematic al lui Newton, modernizat de Lorentz (în sensul că a fost pus de acord cu viteza finită de propagare a interacțiunii) a permis obținerea unor rezultate noi, de mare valoare, în domeniul electricității. Aceasta a fost și este posibil, deoarece asemenea artificii matematice și, mai concret, legăturile abstracte ale mecanicii analitice (care înlocuiesc legăturile fizice ale corpurilor prin ecuații între coordonatele diferitelor puncte) sînt imaginate tocmai pentru a se ocoli dificultățile unei analize complexe a unor fenomene încă insuficient cunoscute sub raport fizic; noi am botezat acest procedeu general cu titulatura puțin precisă, dar foarte intuitivă de *artificiu matematic.*

Artificiul matematic inventat de Newton și modernizat de Lorentz a fost dus de Einstein mai departe, în teoria relativității restrînse și, apoi, mult mai departe, în relativitatea generală. Desigur, puterea de generalizare și anticipație a unui asemenea procedeu analitic este, prin forța lucrurilor, limitată și vine de fiecare dată un timp cînd el trebuie iarăși modernizat; asemenea posibilități, dacă procedeul este viabil în sine, nu pot apare decît din observații și experiență. Se poate observa ușor adevărul acestei afirmații urmărind — în perspectivă istorică — evoluția conceptului de invarianță a legilor naturii și a procedeelor pe care acesta le-a presupus, de la formularea lor de către Galilei și pînă la teoria relativității generale a lui Einstein.

Stimulat de succesele sale, Lorentz a urmărit cu multă perseverență crearea unor teorii unitare a fenomenelor mecanice și electromagnetice. Fizician „de modă veche", el a încercat însă să obțină o astfel de sinteză fundamentală pe baza unei analize de detaliu a acestor fenomene și a mărimilor lor specifice, mergînd, de exemplu, pînă la determinarea dimensiunilor fizice ale electronului, a formei sale și a distribuției sarcinii electrice pe suprafața sa. Deși a fost dusă destul de departe, tentativa sa nu a reușit; datele experimentale de care dispunea fizica nu erau suficiente pentru asemenea analize fenomenologice de detaliu.

Și totuși, Lorentz ar fi putut obține ușor — conform propriei sale teorii — măcar o unificare formală, matematică, a acestor domenii diferite ale fizicii: presupunînd pur și simplu că artificiul matematic al lui Newton, pe care el îl „modernizase" și îl aplicase cu succes în domeniul electromagnetismului, rămînea valabil și în domeniul mecanicii, pentru care fusese de fapt creat, așa cum va proceda Einstein în elaborarea teoriei relativității restrînse. Pentru aceasta el nu ar fi avut nevoie decît să înțeleagă ceva mai bine legea I a lui Newton, mai puțin, o simplă consecință a acestei legi, mai concret, corolarul V din *Principiile* lui Newton.

4.3. TEORIA RELATIVITĂȚII RESTRÎNSE

4.3.1. Principiile teoriei

Iată ce spune Newton în acest corolar: „Mișcările corpurilor închise într-un spațiu dat sînt aceleași între ele, fie că acel spațiu se află în repaus, fie că el se mișcă rectiliniu și uniform, fără mișcare circulară... Aceasta se demonstrează printr-o experiență clară: într-o corabie toate mișcările se întîmplă la fel, fie că ea este în stare de repaus, fie că se mișcă în linie dreaptă".

Dacă prin mișcările corpurilor subînțelegem legile care guvernează aceste mișcări, în acest corolar vedem afirmată clar invarianța acestor legi în raport cu repausul și cu mișcarea inerțială, adică, din punct de vedere matematic, în raport cu grupul de transformări al lui Galilei.

Din punct de vedere fizic interpretarea acestui corolar este foarte simplă: un observator care se deplasează rectiliniu și uniform în universul vid nu-și poate da seama, prin nici un experiment mecanic, dacă el se află în repaus sau dacă se mișcă într-adevăr. Dacă doi observatori ar face aceeași călătorie cu viteze diferite (față de un punct fix din spațiu), ei ar sesiza eventual ușor viteza lor relativă, deoarece au ochi să vadă, dar nici unul dintre ei nu și-ar putea da seama dacă el personal se mișcă sau stă pe loc; oricare ar putea să susțină „pe deplin îndreptățit" că se află, de exemplu, în repaus, fără ca

celălalt să-l poată combate cu argumente deduse din experiențe mecanice. Este probabil o lipsă congenitală foarte serioasă a oamenilor, aceea că ei nu pot discerne, prin nici un experiment mecanic, dacă se află în repaus sau se mișcă rectiliniu și uniform, dar n-avem ce face, aceasta este situația de fapt și Newton nu face decît să o consemneze în corolarul V al axiomelor sale ale mișcării.

Lorentz a demonstrat însă că și legile electromagnetismului sînt invariante cu mișcarea inerțială; este drept că această invarianță se obține prin intermediul grupului său de transformări care diferă de cel al lui Galilei, dar această diferență este datorată numai simplului fapt că interacțiunea electromagnetică se propagă cu viteză finită, adică nu prezintă nici un fel de importanță din punctul de vedere pe care-l examinăm aici. Aceasta înseamnă că observatorii noștri, care se deplasează în universul vid, nu-și pot da seama dacă se mișcă sau sînt în repaus nici cu ajutorul unor experiențe electromagnetice, oricare dintre ei ar putea susține, fără ca celălalt să-l poată contrazice cu argumente experimentale, că el se află de fapt în repaus.

Prin urmare, nu există nici un mijloc fizic (mecanic sau electromagnetic) de a deosebi repausul de mișcarea inerțială. De aici rezultă o posibilitate formală extraordinară de „a lărgi clasa sistemelor inerțiale“ utilizate de Lorentz, *un truc genial întrevăzut și exploatat de Einstein, care se bazează tocmai pe neputința noastră ancestrală de a deosebi mișcarea inerțială de repaus.* Iată-l!

Punctul P din demonstrația lui Lorentz (fig. 13) este un *punct fix* și știm aceasta deoarece el primește semnalul electric emis de sarcina q, totdeauna la aceeași viteză c. Ei bine, se poate face fără nici un risc afirmația aparent extravagantă că el primește semnalul electric la aceeași viteză c chiar și atunci cînd nu mai este în repaus, ci *se mișcă rectiliniu și uniform*, sfidînd senin binecunoscutele legi ale compunerii vitezelor; conform principiului inerției și invarianței Lorentz, nimeni, niciodată, nu va putea să demonstreze contrariul prin vreun experiment oarecare. Dacă am avea cumva posibilitatea de a discerne starea de repaus de cea a mișcării rectilinii și uniforme, am putea eventual descoperi imediat acest truc, dar, după cum vedem, nu există o astfel de posibilitate și va trebui să ne resemnăm.

Această genială afirmație a lui Einstein cum că *viteza luminii are pentru toate sistemele inerțiale aceeași valoare*, pe care el o ridică la rang de principiu, reprezintă, în ultimă instanță ideea originală fundamentală a teoriei relativității. Ea rezultă simplu și firesc din interpretarea coerentă a raționamentului lui Lorentz cu ajutorul legii inerției a lui Newton, independent de rezultatele experienței Michelson. „Fără îndoială că experiența lui Michelson a avut o influență foarte mare asupra lucrărilor mele, scrie Einstein, atît de mare încît mi-a întărit convingerea în privința valabilității principiului teoriei speciale a relativității. Pe de altă parte, *eram convins de valabilitatea principiului înainte de a fi cunoscut experiența și rezultatele ei*“.

Ruptă de faptele și de contextul istoric care i-au dat naștere, adică prezentarea acestei ipoteze sub forma unui principiu sec și intangibil, ca și justificările *aposteriori*, adică prin consecințe, creează impresia falsă a unei adevărate revelații divine, dincolo de puterea de înțelegere a oamenilor „de rînd“. Iată cum îi apare această ipoteză lui Ch. Nordman, astronom al Observatorului din Paris (*Einstein et l'Univers*, Hachette, 1921): „În orice caz, rămîne ceva infinit de tulburător în sistemul einsteinian. Acest sistem este admirabil de coerent, dar el se sprijină pe o concepție particulară a propagării luminii. Cum se poate închipui că propagarea unei aceleiași raze de lumină este identică pentru un observator care fuge din fața ei, ca și pentru altul

care vine în întîmpinarea ei? Dacă aceasta este cu putință, în orice caz este absolut de neînchipuit cu mentalitatea noastră ancestrală și nu putem să ne închipuim, oricîte sforțări am face, mecanismul, natura acestei propagări".

„S-o mărturisim: este aici un mister care ne scapă. Întreaga sinteză einsteiniană, oricît ar fi ea de coerentă, se sprijină pe un mister, exact ca și religiile inspirate".

Dacă există într-adevăr aici un „mister", el nu este altul decît neputința noastră elementară de a discerne starea de repaus de starea de mișcare rectilinie și uniformă, adică este un „mister" formulat clar încă de Galilei și cunoscut probabil cu mult înainte de el. Nu, Einstein nu are revelații divine, el se bazează pe cele mai clasice reprezentări atunci cînd formulează principiul fundamental al teoriei relativității, principiul constanței vitezei luminii:

„În vid, pentru toate sistemele inerțiale viteza luminii are aceeași valoare, c".
Este suficient ca observatorul din punctul P să facă o cît de mică schimbare de direcție sau să-și accelereze cît de puțin mișcarea, pentru ca acest principiu să nu mai fie teoretic valabil; el va observa imediat mișcarea sa, atît datorită faptului că viteza luminii își schimbă valoarea, conform principiului lui Einstein, cît și apariției simultane a forțelor de inerție, conform principiului lui Newton. Din punct de vedere strict fizic, viteza constantă a luminii, afirmată de principiul lui Einstein, nu joacă nici un rol deosebit în descifrarea caracterului mișcării.

Din punct de vedere matematic, lucrurile stau cu totul altfel, acest principiu permite interpretări cu totul neconvenționale și, pe această bază, unificarea fenomenelor mecanice și electromagnetice într-un formalism matematic comun, în teoria relativității restrînse. Cea mai cunoscută dintre interpretările neconvenționale o constituie dilatarea și contracția (fenomenologică!) a timpului, ipoteză care, alimentată de o bogată literatură de popularizare, semnată cu nume foarte cunoscute, a contribuit enorm la răspîndirea teoriei relativității în publicul larg; ea oferea — între altele — posibilitatea de a rămîne veșnic tînăr, dacă te deplasezi cu o navă cosmică avînd viteza luminii. Această senzațională concluzie rezultă din interpretarea relației (4.20) a lui Lorentz, în sensul că ea nu reprezintă o simplă schimbare de coordonată temporală, adică un simplu efect cinematic aparent, ci un fenomen fizic real, cu implicații biologice directe.

Ipoteza contracției lungimilor, care în raționamentul clasic al lui Lorentz are o interpretare fenomenologică, devine ipoteza contracției timpului cu aceleași implicații fenomenologice în raționamentul neconvențional al lui Einstein. Aceasta se vede simplu și din așa-numita lege de propagare a luminii, $l = c \cdot t$, într-un referențial inerțial $Oxyz$; invarianța Lorentz nu cere decît ca forma acestei legi să rămînă aceeași în oricare alt sistem inerțial $O'x'y'z'$ și în nici un caz ca viteza luminii c, sau timpul t să fie o constantă. Prin urmare, există posibilitatea să scriem sau $l' = ct'$ cum propune Einstein, sau $l' = c't$, cum propune, de exemplu, prof. univ. dr. doc. N. Bărbulescu (*Bazele fizice ale relativității einsteiniene*, Ed. științifică și enciclopedică, București, 1975) și cum ar rezulta din raționamentul lui Lorentz dacă punctul P s-ar mișca inerțial.

Prima variantă, în care viteza luminii este o constantă, independentă de mișcarea (inerțială!) a punctului P, conduce la necesitatea considerării ipotezei unui timp care variază de la un referențial la altul, adică la celebra ipoteză fenomenologică relativistă a contracției și dilatării timpului; a doua variantă, în care viteza luminii recepționată în punctul P este variabilă după felul mișcării punctului, conform cu interpretările clasice ale compunerii vitezelor,

conduce la noțiunea newtoniană binecunoscută de timp, care „se scurge pretutindeni la fel", dar și la necesitatea de a adopta ipoteza fenomenologică a contracției lungimii *l*, pentru a se putea justifica transformările Lorentz. Prima variantă va considera contracția lorentziană a timpului impusă de transformarea (4.20) drept o realitate obiectivă, cealaltă o va considera ca o simplă schimbare clasică de coordonate, ca un efect cinematic aparent ș.a.m.d.

Ambele variante sînt egal îndreptățite nu numai pentru faptul că respectă riguros invarianța legilor naturii la o transformare Lorentz, dar și pentru că se sprijină pe ipoteze egale, *la fel de indiscernabile sub raport experimental*. Într-adevăr, în diversele experimente nu se poate măsura direct viteza pentru a vedea dacă ea este constantă sau nu (aceasta este o mărime derivată!), ci numai lungimi sau timpi. Or, conform cu transformările Lorentz, nici o variație a coordonatelor spațio-temporale, adică nici a timpului și nici a lungimilor, nu poate fi constatată experimental (adică fenomenologic) într-un referențial inerțial, deoarece o asemenea constatare ar permite să punem în evidență — mai devreme sau mai tîrziu — mișcarea noastră inerțială, ceea ce știm bine că este imposibil. *Invarianța Lorentz presupune schimbarea concomitentă a tuturor coordonatelor*, ceea ce maschează irevocabil orice posibilitate de a măsura în vreun fel „contracțiile" separate ale lungimilor sau ale timpului, adică de a verifica experimental „realitatea" uneia sau alteia dintre cele două senzaționale ipoteze.

De aceea, apare stranie însăși tentativa pe care o fac unii fizicieni de a „tranșa" așa-numitul paradox al gemenilor, semnalat de Langevin, conform căruia doi gemeni, călătorind (inerțial!) în două nave animate de viteze diferite, se regăsesc după o perioadă dată de timp, unul (cel ce a avut viteza mai mică) fiind cu mult mai îmbătrînit decît celălalt. Trecînd peste argumentația incoerentă, aproape mistică, cu care, de exemplu M. Born, în lucrarea citată anterior, încearcă să „lămurească" acest paradox, să remarcăm faptul că o asemenea întinerire este principial imposibilă chiar și pentru simplul motiv că ea ar permite oricăruia dintre cei doi gemeni — în cazul destul de problematic că ei s-ar mai putea întîlni — să deosebească starea sa de mișcare inerțială de repaus, adică ar încălca nu numai principiul lui Newton, dar înseși condițiile fundamentale ale teoriei relativității.

Deplina echivalență a celor două variante rezultă și din faptul că această teorie, fără să descopere nici un fenomen nou în domeniul electromagnetismului, a permis să se restructureze într-o formă modernă foarte specifică vechile legi ale acestei discipline, bazate esențial pe conceptele newtoniene de spațiu și de timp. Pe de altă parte, explicațiile inedite pe care teoria relativității le-a dat unor fenomene fizice, ca de exemplu, efectul Doppler-Fizeau, rezultatul experienței Michelson-Morley, fenomenul de aberație etc. pot fi explicate perfect și pe baza noțiunii de timp absolut, așa cum se arată pe larg în lucrarea profesorului N. Bărbulescu citată anterior.

Mergînd mai departe în domeniul teoriei gravitației observăm — în perspectivă istorică — apariția și dezvoltarea paralelă a multor teorii de „tip relativist" ca și de „tip clasic". Desigur un Newton sau un Einstein nu apar în fiecare an și de aceea aceste „noi" teorii ale gravitației nu reprezintă de fiecare dată noi sinteze fundamentale, ci numai încercări de a exploata posibilități noi (oferite de experimente și observație), de a lărgi cît de cît vechiul cadru al teoriilor fundamentale, de un tip sau altul; acestea se întîmplă în oricare domeniu al științei („acumulările cantitative"), dar însuși

faptul că se exploatează efectiv asemenea posibilităţi, ajungîndu-se cel mai adesea la rezultate identice, dovedeşte echivalenţa de care vorbeam.

Practic, nu există fenomene ale căror explicaţii să nu fi oferit, mai devreme sau mai tîrziu, posibilitatea acestor două alternative; un exemplu concludent, fiind foarte specific, îl oferă cosmologia. În 1922 A. A. Fridman a arătat că ecuaţiile teoriei relativităţii generale au soluţii care corespund unui spaţiu omogen, în care distanţele variază în timp (expansiunea sau contracţia universului); cele trei modele fridmaniene au constituit fundamentul cosmologiei relativiste nestaţionare şi au fost considerate ca un triumf specific al teoriei relativităţii, mai ales atunci cînd Hubble a determinat expansiunea observată a universului. În 1934 însă, englezii Milne şi Mc Crea, au arătat că principala trăsătură distinctivă a modelelor lui Fridman (caracterul lor nestaţionar) nu este deloc legată de particularităţile relativităţii generale, ci are o explicaţie foarte simplă, perfect inteligibilă în cadrul teoriei newtoniene. Mai mult, ei au putut furniza şi cauza fizică a acestui fenomen, cauză ignorată de teoria relativităţii, care se mulţumea numai să descrie fenomenul.

Este poate un dar nepreţuit al naturii această posibilitate extraordinară de a urmări pe două căi „complet" diferite aceleaşi fenomene pe care le descoperim şi numai interpretarea îngustă, doctrinară şi exclusivistă, poate transforma acest minunat dar într-un motiv de *casus belli* (a se vedea — ca să ne referim numai la un exemplu unilateral — reacţia savantului Lénard faţă de conceptele relativiste şi teoria relativităţii în general). Am pus cuvîntul complet între ghilimele, deoarece cele două variante interpretează din puncte de vedere formal complet diferite, aceleaşi referenţiale inerţiale între care însă — teoretic şi practic — nu există nici o diferenţă între starea de mişcare şi cea de repaus.

Prima cale, mult mai sintetică, dar mult prea detaşată de explicaţia fizică a unor fenomene reale, permite declanşarea coerentă a unui formalism matematic a cărui dezvoltare intrinsecă a permis şi va permite probabil şi în viitor concluzii şi interpretări de ansamblu confirmate ulterior de experienţă; a doua, mai intuitivă şi mai analitică, adică mai concretă, dar prin acestea mult prea legată de descoperirea tehnică a unor rezultate noi, cu un bagaj matematic mult mai legat de fenomene, dar prin aceasta cu mai puţine posibilităţi de anticipaţie şi generalizare.

Înlătură oare principiul constanţei vitezei luminii absoluturile newtoniene, cu alte cuvinte relativizează el mişcarea, aşa cum s-a crezut o bună bucată de vreme, prin faptul că punctul P din raţionamentul lui Lorentz nu mai este obligat să rămînă în repaus, ci se poate deplasa conform teoriei relativităţii, rectiliniu şi uniform? Răspunsul este evident nu, deoarece în teoria clasică şi în practică *repausul şi mişcarea inerţială sînt absolut indiscernabile*; în consecinţă, relativizarea mişcării în această teorie este nesemnificativă din punct de vedere fizic, adică este pur formală.

Să analizăm acum cel de-al doilea principiu fundamental al teoriei relativităţii restrînse, pe care Einstein îl formulează astfel:

„Există o infinitate de sisteme de referinţă în mişcare relativă, uniformă şi rectilinie (sisteme inerţiale), în care toate legile naturii iau forma lor cea mai simplă"; el mai este cunoscut şi sub numele de *principiul relativităţii*, conform căruia, după cum arată H. Poincaré în *Science et méthode*, nu am putea pune în evidenţă decît viteze relative.

Să observăm mai întîi că un enunţ de forma:

„Există o infinitate de sisteme de referinţă în mişcare relativă, uniformă şi rectilinie, în care legile electromagnetismului iau forma lor cea mai simplă

(in varianța Lorentz!)“, seamănă mai mult cu o interpretare (am zice cu o descriere) destul de banală a procedeului urmat de Lorentz în demonstrația cunoscută cititorului și mai puțin cu un principiu. Doar Lorentz a demonstrat tocmai că în toate sistemele inerțiale forma ecuațiilor electromagnetismului rămîne aceea stabilită pentru cazul de repaus (adică cea mai simplă), dacă între diversele sisteme se operează substituțiile spațio-temporale date de grupul său de transformări! Există evident o infinitate de asemenea sisteme inerțiale, deoarece valoarea vitezei uniforme v nu este specificată în nici un fel în această demonstrație.

Singura deosebire dintre enunțul lui Einstein și formularea noastră banală este aceea că noi zicem „legile electromagnetismului“ în timp ce Einstein zice „toate legile naturii“. Oare în aceste ultime trei cuvinte să conste întreaga valoare a acestui principiu, considerat ca o entitate independentă și originală?

Să luăm în discuție și legile mecanicii; din corolarul V al *Principiilor* se poate formula fără dificultate următorul enunț:

„Există o infinitate .... în care legile mișcării (mecanicii) iau forma lor cea mai simplă (invarianța Galilei)“. Și acest „principiu“ este, după cum se vede, o simplă consecință a vechii legi a inerției și nu spune nimic nou.

Să considerăm, în sfîrșit, și legea gravitației a lui Newton, care, după cum știm, este valabilă numai în sistemul inerțial al centrului comun de masă și unde, evident, are forma cea mai simplă (în alte sisteme apar, așa cum am văzut — forțele gravitaționale suplimentare, corective). Avem și aici o infinitate de sisteme inerțiale echivalente, care se deplasează rectiliniu și uniform față de sistemul centrului comun de masă, astfel încît am putea formula:

„Există o infinitate ... în care legea gravitației ia forma ei cea mai simplă“. Aceasta este, de asemenea, o constatare destul de veche, pe care a demonstrat-o Newton însuși.

Acestea sînt „legile naturii“ pe care le avea în vedere Einstein în celebrul său memoriu *Zür Elektrodynamic bewegter Körper* (Asupra electrodinamicii corpurilor în mișcare) apărut în Annalen der Physik în 1905, în care expune teoria sa a relativității restrînse. Odată cu observația că titlul memoriului este redactat în cel mai perfect acord cu conținutul real al teoriei pe care o expune, dar că termenul „relativitate“ lipsește cu desăvîrșire, să remarcăm și faptul că principiul relativității, expus mai sus, pare ambiguu și, în consecință, este și lipsit de valoare intrinsecă.

El nu cere ca legile naturii în general și ale mecanicii în special să satisfacă neapărat invarianța Lorentz, deoarece admite implicit (în orice caz nu exclude) invarianța față de transformările Galilei, pe care legile mecanicii clasice o satisfăceau în mod natural, dar care nu va mai fi suficientă. În teoria relativității restrînse aceste legi ale mecanicii sînt astfel corectate încît să devină invariante în raport cu transformările Lorentz; acesta este de fapt conținutul, scopul principal al acestei teorii, pe care așa-numitul principiu al relativității nu îl sugerează și nu îl servește în mod specific, în nici un fel.

Ar fi fost desigur greu ca o teorie bazată pe un spațiu-timp absolut să poată justifica coerent un principiu de relativitate, cu ajutorul căruia Einstein „deduce“ (mai exact motivează) interpretările mecanice ale transformărilor Lorentz. De aceea, cititorul va fi probabil de acord cu Synge atunci cînd acesta spune [208]: „Totuși nu ar trebui să ne batem prea mult capul cu semnificațiile acestui cuvînt, «relativitate», prin care înțelegem în primul rînd teoria lui Einstein și numai în subsidiar obscura filosofie care i-a dat naștere“.

Şi totuşi de ce nu a formulat Einstein într-un mod clar şi corespunzător cu conţinutul real al teoriei pe care a elaborat-o, cel de al doilea principiu al său, dacă nu în memoriul din 1905 cel puţin mai tîrziu, atunci cînd toate implicaţiile teoriei sale îi erau cît se poate de clare? El ar fi putut să afirme — într-o formă sau alta — cerinţa ca toate legile naturii să satisfacă pur şi simplu invarianţa Lorentz, cerinţă motivată direct, între altele, de rezultatul experienţei lui Michelson. Răspunsul este simplu: deoarece *s-a dovedit clar că nu toate legile naturii satisfac această invarianţă*. Aşa cum vom vedea în § 4.4.1, legile gravitaţiei sînt efectiv dizidente în raport cu transformarea Lorentz şi cu teoria relativităţii restrînse. Încercînd să rezolve această dilemă, Einstein a creat teoria relativităţii generale, dar principiul său de relativitate a trebuit să rămînă formulat de o manieră cu valoare mai mult simbolică

Referindu-ne la conţinutul de idei şi de procedee specifice ale relativităţii restrînse, trebuie să subliniem că, după părerea noastră, ceea ce şi-a propus şi a realizat Einstein în această teorie a fost unificarea legilor mecanicii şi electromagnetismului prin extinderea procedeului matematic newtonian, „modernizat" de Lorentz. Unificarea aceasta formală a legilor celor două domenii fundamentale ale ştiinţei, care în teoria relativităţii restrînse se vor contopi *sui generis* într-un formalism matematic comun, implică probabil o unitate mai profundă, o identitate sau măcar o simetrie de comportament, care ar trebui să meargă eventual pînă la nivel fizic, fenomenologic. Spunem aceasta nu numai pentru faptul că relativitatea restrînsă a putut să explice prin formalismul său matematic toate fenomenele mecanice cunoscute, dar a dedus teoretic prin acest formalism legi şi efecte mecanice noi, necunoscute anterior şi care au fost confirmate experimental cu mare precizie, ulterior. Avem desigur în vedere, în primul rînd celebra relaţie a echivalenţei dintre masă şi energie $E = mc^2$.

Chiar şi legea gravitaţiei, a lui Newton, a putut fi dusă atît de departe în teoria relativităţii restrînse încît ea a putut explica exact jumătate din avansul de periheliu al lui Mercur (§ 4.4.1). Dacă s-ar fi putut obţine invarianţa completă, atunci nu numai că avansul lui Mercur ar fi fost complet explicat, dar, şi acest lucru ni se pare important deoarece ar avea implicaţii experimentale directe, am fi putut adăuga forţei newtoniene o forţă corectivă identică cu forţa Lorentz din electrodinamică, pe baza echivalenţei despre care am vorbit în capitolul precedent. Rezultă de aici că o eventuală nouă forţă corectivă la legea gravitaţiei a lui Newton nu va putea fi absolut analoagă forţei Lorentz.

Relativitatea restrînsă nu explică însă esenţa fizică a unificării formale pe care a obţinut-o, esenţă căutată de fizicienii din vechime, regăsită un timp, apoi din nou pierdută şi, în sfîrşit, iarăşi consistent sugerată de lucrările lui Lorentz, ci se mulţumeşte numai să constate această unificare. Dacă ne gîndim mai bine, am putea să înţelegem că în 1905 (şi chiar mult timp după această dată istorică), datele experimentale existente nu permiteau o astfel de interpretare fizică, pe care, eventual, am putea să o realizăm în prezent.

Cum deduce Einstein amintita unificare formală dintre legile mecanicii şi electromagnetismului? În esenţă demonstrînd că, în baza celor două principii ale sale, transformările Lorentz pot fi deduse şi din considerente pur mecanice. Demonstraţia se bazează pe faptul că un proces mecanic desfăşurîndu-se într-un referenţial inerţial oarecare, este „văzut" dintr-un alt referenţial inerţial cu ajutorul luminii avînd viteza c, independentă de vitezele celor două referenţiale. Practic, de aici rezultă o nouă lege (neconvenţională!) de compunere a vitezelor v_1 şi v_2 ale celor două referenţiale inerţiale,

în care figurează obligatoriu și viteza luminii c (fundament al întregii cinematici relativiste) cu ajutorul căreia transformările Lorentz pot fi deduse cu ușurință.

După cum se vede, „semnalul" avînd viteza finită c, care apare natural în fenomenele electromagnetice și care constituie fundamentul raționamentului — schițat anterior — al lui Lorentz, este introdus indirect în fenomenele mecanice de către Einstein, deoarece nu există fenomene pur mecanice în care să se fi putut determina o astfel de viteză. De fapt prin acest procedeu indirect el introduce în domeniul mecanic ipoteza echivalentă a contracției și dilatării timpului, care poate opera acum legitim și în acest domeniu al fizicii (justificare fizică sincronizarea ceasornicelor!).

Pe baza procedeului (neclasic) al compunerii relativiste a vitezelor se pot obține, în continuare, conform relativității restrînse, transformarea forțelor, a impulsului, a energiei, a cîmpurilor etc. de tip clasic, astfel încît ele să satisfacă invarianța Lorentz. Din acestea rezultă celebrele relații ale variației masei (mecanice!) cu viteza și ecuația echivalenței masă-energie.

Cu toate acestea, relativitatea restrînsă nu este o teorie fizică, în sensul că nu este teoria nici unui fenomen particular, *ea reprezintă în esență o cinematică, bazată pe noul procedeu relativist de compunere a vitezelor, în care ipoteza vitezei constante a luminii în raport cu sistemele inerțiale joacă rolul fundamental* [114].

4.3.2. Formalismul matematic

Conceptele și procedeele relativității restrînse au căpătat o reprezentare geometrică foarte concisă și elegantă, datorită lui H. Minkovski, la numai doi ani de la publicarea teoriei. Vom examina în continuare pe scurt această reprezentare și cîteva dintre procedeele sale.

Fie un ansamblu de n variabile independente, definind un anumit domeniu; se zice că el constituie o varietate sau o multiplicitate cu n dimensiuni. Fiecare sistem de valori numerice date variabilelor reprezintă un punct al multiplicității, pentru care aceste numere sînt tocmai coordonatele în raport cu un sistem de referință dat.

Se știe că în spațiul geometriei euclidiene, definit de trei dimensiuni, distanța ds între două puncte $P(x, y, z)$ și $P'(x + dx,\ y + dy,\ z + dz)$ într-un sistem de coordonate trirectangular, este dată de relația lui Pitagora,

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2. \tag{4.23}$$

Ea arată că pătratul distanței este o formă pătratică particulară a diferențialelor variabilelor; această distanță (sau pătratul ei) prezintă proprietatea că este *invariantă la orice schimbare de variabile*, deoarece distanța efectivă dintre două puncte nu poate depinde de sistemul de coordonate la care se raportează.

Orice multiplicitate care, prin alegerea unei forme pătratice invariantă a diferențialelor variabilelor, va defini (prin analogie) pătratul „distanței" dintre două puncte, se va numi *spațiu*. Pătratul acestei distanțe, notat de obicei cu ds^2, va fi numit *metrica spațiului* (de exemplu, relația (4.23) va fi metrica spațiului euclidian), iar forma pătratică care o definește va fi numită *forma pătratică fundamentală*.

Fie x, y, z coordonatele uzuale ale unui punct în sistemul de axe $Oxyz$ și t variabila care reperează timpul. Cele patru variabile x, y, z, t, considerate

independente unele de altele, definesc o multiplicitate cu patru dimensiuni și orice alegere a unei forme pătratice fundamentale va defini în sînul acestei multiplicități un spațiu cu patru dimensiuni, care, ținînd cont de semnificația fizică a variabilelor considerate, va fi numit *spațiu-timp*. De exemplu, următoarea formă pătratică

$$ds^2 = -dx^2 - dy^2 - dz^2 + c^2 dt^2, \tag{4.24}$$

unde c este viteza luminii definește așa-numitul *spațiu-timp Minkovski*.

Se poate defini *arbitrar* o infinitate de spații-timp și unul dintre scopurile majore ale cosmologiei relativiste este acela de a găsi acele spații-timp capabile să interpreteze cît mai corect posibil ansamblul proprietăților universului („modele de univers"). Se înțelege că spațiu-timpul lui Minkovski a fost astfel ales încît să interpreteze corect grupul de transformări Lorentz (în acest sens se zice că formalismul matematic minkovskian nu este altceva decît reprezentarea geometrică a acestor transformări).

Arbitrariul în alegerea metricii permite separarea variabilelor spațiale x, y, z de variabila temporală t, de exemplu, convenind pur și simplu că coeficienții lui dx^2, dy^2, dz^2 să fie toți negativi, în timp ce acela al lui dt^2 să fie pozitiv.

Dacă facem ca variabilele să depindă de un același parametru, definim — ca în orice geometrie — o curbă a spațiului; astfel putem face ca cele trei variabile x, y, z să depindă de cea de a patra și să obținem ecuațiile

$$x = x(t), \; y = y(t), \; z = z(t), \tag{4.25}$$

care reprezintă ecuațiile parametrice ale curbei, dar și ecuațiile de mișcare ale unui punct P, de coordonate x, y, z. Curba astfel definită în spațiu-timpul lui Minkovski este adesea numită *linie de univers*.

Prin însăși definiția spațiului, distanța dintre două puncte vecine este perfect definită și, prin urmare, este perfect definită și lungimea arcului de curbă dintre cele două puncte, P și P'. Prin aceste două puncte trece însă o infinitate de curbe; se numesc *geodezice* curbele de lungime extremă (minimă sau maximă). În geometria tridimensională, unde metrica se scrie conform cu (4.23), curbele reale nu pot fi de lungime nulă dacă cele două puncte $P\,(x, y, z)$ și $P'\,(x + dx, y + dy, z + dz)$ sînt distincte.

În spațiu-timpul Minkovski ds^2 poate fi nul și curbele de lungime nulă vor fi, evident, geodezice. Ele vor avea ecuația

$$ds = 0 \tag{4.26}$$

sau, ținînd cont de (4.24),

$$\frac{dx^2 + dy^2 + dz^2}{dt^2} = c^2, \tag{4.27}$$

ecuație care exprimă faptul că punctul P, de coordonate x, y, z, are viteza c în raport cu sistemul de axe $Oxyz$. Geodezicele în spațiu-timpul Minkovski vor reprezenta deci mișcarea luminii, a fotonilor, în spațiul clasic tridimensional.

Dar forma pătratică fundamentală care definește spațiu-timpul este invariantă la orice schimbare de coordonate; rezultă că ecuația $ds = 0$ este de fapt o ecuație tensorială (numai tensorii îndeplinesc o astfel de condiție generală de invarianță), valabilă în orice sistem de coordonate. Prin urmare, ea exprimă nu numai mișcarea fotonilor într-un anumit sistem de coordonate,

ci însăși *invarianța vitezei luminii în toate sistemele de referință inerțiale*, adică tocmai principiul fundamental al lui Einstein. Avem aici un exemplu concret privind extraordinarele posibilități de generalizare ale calculului tensorial, care permit să se exprime sub o formă atît de simplă și elegantă, $ds = 0$, principiul de invarianță a vitezei luminii.

Cam acestea ar fi fundamentele formalismului matematic al lui Minkovski; ele reprezintă, în formă concisă, esența teoriei relativității restrînse. După cum se observă, nu există aici nici o formulare matematică a celui de al doilea principiu al lui Einstein, cel al relativității, care pentru Minkovski apare superfluu; relativizarea mișcării, atît cît se realizează ea în teoria relativității restrînse (în sensul că permite punctului „fix“ din univers P să se deplaseze rectiliniu și uniform, cf. § 4.3.1), este exprimată perfect de principiul constanței vitezei luminii.

Din formalismul matematic minkovskian pot fi deduse cu ușurință așa-numitele aplicații ale relativității restrînse, care constau în explicarea unor experiențe și fenomene (experiența Michelson, efectul Doppler-Fizeau, fenomenul de aberație etc.) despre care am mai discutat și în paragraful precedent, demonstrații care pot fi găsite — în diverse variante — în excelente lucrări de specialitate. În cele ce urmează ne vom mărgini să expunem conceptele relativiste de contracție a lungimilor și de dilatare a timpului, ca și legile de transformare relativistă a vitezelor și forțelor.

Să considerăm un prim sistem de axe $Oxyz$ în care se află un observator și un al doilea sistem $O'x'y'z'$ animat de o viteză de translație uniformă v în raport cu primul. Fără a restrînge generalitatea problemei, putem presupune că axele sistemelor de coordonate sînt paralele două cîte două, $Ox \parallel O'x'$, $Oy \parallel O'y'$, $Oz \parallel O'z'$ și că axa $O'x'$ alunecă pe axa Ox cu viteza v. Un eveniment este reperat în primul sistem prin cele patru variabile x, y, z, t și în cel de al doilea sistem prin numerele x', y', z', t'. Să presupunem, în sfîrșit, că poziția lui O' coincide cu a lui O la timpul $t = 0$ în primul sistem și la timpul $t' = 0$ în cel de al doilea.

Conform cu transformările Lorentz (4.15), după direcțiile perpendiculare pe viteza v nu există nici un efect de contracție a sistemului antrenat $O'x'y'z'$ în raport cu sistemul $Oxyz$ și putem scrie simplu că $dy' = dy$, $dz' = dz$. Pe direcția vitezei sau pe o direcție paralelă cu aceasta lucrurile stau însă altfel; dacă ne plasăm într-un *moment al sistemului antrenat*, $dt' = 0$, din (4.20) putem scrie

$$dt' = d\left(\frac{t - \frac{vx}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}\right) = dt - \frac{v}{c^2}\,dx = 0, \tag{4.28}$$

de unde

$$dt = \frac{v}{c^2}\,dx \tag{4.29}$$

și

$$dx' = \frac{dx - v\,dt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1 - \frac{v^2}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}\,dx = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\,dx. \tag{4.30}$$

Rezultă că $dx' < dx$, adică *lungimile se contractă în sensul vitezei, fără să existe nici o forță care să provoace eventual această contracție.*

Şi mai deconcertantă încă apare concluzia relativistă a dilatării timpului, deoarece ea ne obligă să renunţăm la noţiunea atît de familiară a timpului absolut. Dacă ne plasăm într-un punct al sistemului antrenat, rezultă, conform cu transformările Lorentz,

$$dx' = 0 \text{ sau } dx = v\,dt \tag{4.31}$$

şi

$$dt' = \frac{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}{\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}}\,dt = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\,dt, \tag{4.32}$$

adică

$$dt' < dt.$$

Aceeaşi durată este deci măsurată de un număr mai mic în sistemul antrenat $O'x'y'z'$ *decît în sistemul* $Oxyz$ *unde se află observatorul;* acesta este efectul dilatării relativiste a timpului sau efectul încetinirii mersului orologiilor, considerate a fi efecte fenomenologice reale.

Această senzaţională concluzie relativistă a trezit un interes imens în marele public de pretutindeni, interes puternic stimulat prin confirmarea prezicerii lui Einstein privind devierea unei raze de lumină în cîmpul gravitaţional al Soarelui, de către observaţiile asupra eclipsei solare făcute de o expediţie britanică condusă de Eddington; ea a contribuit în cea mai mare măsură la celebritatea rapidă a teoriei relativităţii, deoarece alimenta visul milenar al oamenilor, acela de a rămîne veşnic tineri. Scriitorii de romane ştiinţifico-fantastice se vedeau (şi se mai văd încă) vizitînd, în nave cosmice fotonice, planete şi galaxii situate oricît de departe (nu îndrăznim să zicem, de exemplu, atîtea miliarde de ani lumină, deoarece — după cît se vede din relaţia 4.30 — pentru nava fotonică avînd viteza c, orice distanţă x' ar avea valoarea zero).

Cititorul nostru nu va putea beneficia de o asemenea minunată călătorie. Pentru a putea constata efectiv o atare dilatare a timpului în referenţialul $O'x'y'z'$, el va trebui — conform raţionamentului de mai sus — să rămînă în celălalt referenţial $Oxyz$, adică va trebui să asiste resemnat la propria lui îmbătrînire şi la relativa întinerire a unui eventual confrate care a avut inspiraţia să se plaseze în referenţialul $O'x'y'z'$, care se deplasează inerţial cu viteza v. Cititorul nu trebuie să fie însă prea invidios deoarece şi confratele său trebuie să vadă acelaşi proces de dilatare a timpului în referenţialul $Oxyz$, deoarece mişcarea este inerţială şi oricare dintre observatori poate susţine „egal îndreptăţit" că de fapt el este cel ce se află în repaus, conform principiului inerţiei şi completei relativităţi a mişcării (inerţiale).

Faptul că nici un observator nu poate constata în propriul referenţial efectul de dilatare a timpului sau contracţia lungimilor (astfel el ar avea un mijloc de a determina mişcarea sa inerţială, ceea ce ştim bine că este imposibil), naşte întrebarea dacă acestea nu sînt în realitate decît *efecte cinematice aparente.* Numai dacă cei doi observatori îşi vor comunica reciproc observaţiile proprii făcute de unul asupra referenţialului celuilalt, ei vor constata că vorbesc limbi diferite; transformările Lorentz vor fi numai dicţionarul care le va permite să se înţeleagă între ei. Desigur un dicţionar nu reprezintă

o limbă nouă, ci numai nişte *relaţii de echivalenţă*, în cazul nostru, relaţiile cele mai generale de echivalenţă dintre sistemele inerţiale. O astfel de interpretare, bazată pe noţiunea familiară de timp absolut, care însă admite integral formalismul matematic relativist, nu rezultă numai din interpretarea paradoxului discutat mai sus sau din alte asemenea argumente fizice, ci are o justificare matematică egală cu cea a teoriei relativităţii; ea rezultă din aşa-numita „dilemă $l = ct$" a relativităţii restrînse, conform căreia orice rezultat matematic relativist poate fi interpretat fizic fie în ipoteza c = const, fie în ipoteza t = const (în raport cu spaţiul), aşa cum am arătat în §4.3.1.

Lăsînd la o parte amănuntele senzaţionale şi interpretările cvasifilozofice, trebuie să spunem că teoria relativităţii restrînse a modificat substanţial multe dintre conceptele uzuale ale mecanicii. Generalizînd în spaţiu-timpul cvadridimensional al lui Minkovski noţiunile uzuale de viteză şi forţă, această teorie obţine noţiuni noi de *cvadriviteză* şi de *cvadriforţă*, noţiuni care se pretează la raţionamente mai penetrante decît în mecanica clasică şi permit stabilirea unor relaţii fundamentale între mărimi obişnuite, care au un sens fizic precizat.

Să presupunem observatorul O la originea unui sistem de axe $Oxyz$ şi o particulă P animată de viteza instantanee v în raport cu acest sistem. Timpul propriu t' al lui P este legat de sistemul orar t al lui O prin relaţia

$$dt' = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\, dt. \tag{4.34}$$

Pentru observatorul O, viteza particulei P are drept componente pe cele trei axe valorile

$$v_x = \frac{dx}{dt}, \quad v_y = \frac{dy}{dt}, \quad v_z = \frac{dz}{dt}. \tag{4.35}$$

Aceasta este definiţia clasică a vitezei, singura care are o semnificaţie fizică în cele ce urmează şi asupra căreia va trebui să revenim atunci cînd vom interpreta relaţiile matematice obţinute.

Să scriem metrica Minkovski

$$ds^2 = -dx^2 - dy^2 - dz^2 + c^2 dt^2 \tag{4.36}$$

sub forma omogenă

$$ds^2 = -(dx^1)^2 - (dx^2)^2 - (dx^3)^2 - (dx^4)^2, \tag{4.37}$$

unde

$$x^1 = x, \quad x^2 = y, \quad x^3 = z, \quad x^4 = ict \tag{4.38}$$

i fiind imaginar. *Prin definiţie*, cvadriviteza va avea drept componente în spaţiu-timp mărimile

$$u_1 = \frac{dx^1}{dt'}, \quad u_2 = \frac{dx^2}{dt'}, \quad u_3 = \frac{dx^3}{dt'}, \quad u_4 = \frac{dx^4}{dt'}; \tag{4.39}$$

ea este astfel raportată arbitrar la timpul propriu. Vom putea scrie

$$u_1 = \frac{dx^1}{dt'} = \frac{dx^1}{dt}\,\frac{dt}{dt'} = \frac{dx}{dt}\,\frac{dt}{dt'} = \frac{v_x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \tag{4.40}$$

de asemenea,

$$u_2 = \frac{v_y}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}, \quad u_3 = \frac{v_z}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{4.41}$$

și

$$u_4 = \frac{dx^4}{dt'} = ic\frac{dt}{dt'} = \frac{ic}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}. \tag{4.42}$$

Acestea sînt componentele cvadrivitezei (a patra componentă, imaginară, este cea temporală), pe care o notăm u_4; în felul acesta, viteza clasică rămîne invariantă la o transformare Lorentz.

Dacă scriem relația (4.35) sub forma

$$dx = v_x\,dt, \quad dy = v_y\,dt, \quad dz = v_z\,dt \tag{4.43}$$

și

$$ds = \sqrt{(dt^2/c^2)\,(c^2 - v_x^2 - v_y^2 - v_z^2)} = dt\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} \tag{4.44}$$

observăm că operatorul

$$\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\,\frac{d}{dt} \tag{4.45}$$

este un operator invariant. Dacă operăm cu el asupra oricărui cvadrivector, obținem un alt cvadrivector. De exemplu, dacă operăm asupra lui (ct, x, y, z), obținem (ca mai sus) cvadriviteza u_μ

$$u_\mu = \frac{dx_\mu}{ds}. \tag{4.46}$$

Variabila invariantă s este o cantitate „fizic" utilă. Ea este numită „timpul propriu" de-a lungul drumului particulei, deoarece ds este întotdeauna un interval de timp într-un sistem de referință care se mișcă cu particula în fiecare moment. Se observă ușor de ce cum au fost aranjate lucrurile astfel încît factorul $1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$, care apare în transformările Lorentz să corecteze mărimile mecanice.

La fel se corectează impulsul $p = mv$ din mecanica clasică scriind simplu

$$p_\mu = m_0 u_\mu = m_0\frac{dx_\mu}{ds} \tag{4.47}$$

și legea fundamentală a mecanicii, $F = dp/dt = m\,d^2x/dt^2$,

$$F_\mu = \frac{dp_\mu}{ds} = m_0\frac{d^2x_\mu}{ds^2}, \tag{4.48}$$

toate aceste corecții relativiste fiind bazate, după cum se vede, pe corecția vitezei care rezultă direct din legea relativistă de compunere a vitezelor.

Să detaliem transformarea (4.48). Dacă particula P din raționamentul anterior este supusă acțiunii unei forțe F, componentele clasice pe cele trei axe, ox, oy, oz, ale acestei forțe, sînt

$$F_x = \frac{d}{dt}(mv_x), \quad F_y = \frac{d}{dt}(mv_y), \quad F_z = \frac{d}{dt}(mv_z), \tag{4.49}$$

unde m reprezintă masa particulei. *Prin definiție*, cvadriforța în spațiu-timp va avea drept componente

$$F_1 = \frac{d}{dt'}(m_0 u_1), \quad F_2 = \frac{d}{dt'}(m_0 u_2), \quad F_3 = \frac{d}{dt'}(m_0 u_3), \quad F_4 = \frac{d}{dt'}(m_0 u_4) \tag{4.50}$$

unde m_0 reprezintă o constantă. Putem scrie acum

$$F_1 = \frac{d}{dt'}(m_0 u_1) = \frac{dt}{dt'}\frac{d}{dt}(m_0 u_1) = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\frac{d}{dt}\left(\frac{m_0 v_x}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\right); \tag{4.51}$$

de asemenea,

$$F_2 = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\frac{d}{dt}\left(\frac{m_0 v_y}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\right), \quad F_3 = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\frac{d}{dt}\left(\frac{m_0 v_z}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\right) \tag{4.52}$$

și

$$F_4 = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\frac{d}{dt}\left(\frac{m_0 \mathrm{i} c}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\right). \tag{4.53}$$

Să remarcăm faptul că derivările se operează atît asupra mărimilor v_x, v_y, v_z cît și asupra raportului v^2/c^2, deoarece v variază dacă particula este supusă unei forțe F.

Prin analogie cu primele trei componente ale cvadrivitezei se poate scrie

$$F_1 = \frac{F_x}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}, \quad F_2 = \frac{F_y}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}, \quad F_3 = \frac{F_z}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}, \tag{4.54}$$

cu condiția să considerăm că acum particula P are masa

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{4.55}$$

cînd ea este animată de viteza v în raport cu observatorul O. În acest caz regăsim imediat

$$F_x = \frac{d}{dt}(mv_x), \quad F_y = \frac{d}{dt}(mv_y), \quad F_z = \frac{d}{dt}(mv_z). \tag{4.56}$$

Este clar că $m = m_0$ numai dacă $v = 0$ (sau dacă $c \to \infty$!); astfel putem conveni să interpretăm constanta arbitrară, introdusă prin definiția cvadriforței, ca *masă de repaus* a particulei. Masa m nu diferă semnificativ de m_0 decît pentru viteze relativiste ale particulei P, vecine cu viteza luminii; aceasta justifică utilizarea unei mase constante în mecanica clasică, care operează cu viteze relativ mici. Relația (4.55) este absolut identică cu cea obținută de Lorentz (4.22) în ipoteza că *întreaga masă a universului este de origine electromagnetică*; această relație, dedusă de Einstein din considerente mecanice, pe lîngă valoarea sa intrinsecă, poate fi considerată și o dovadă majoră în sprijinul ipotezei lui Lorentz.

Este ușor să stabilim între componentele cvadrivitezei și cele ale cvadriforței relația

$$\sum u_i F_i = 0, \qquad i = 1, 2, 3, 4. \tag{4.57}$$

Într-adevăr,

$$\sum u_i^2 = \frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{1 - \beta^2} = -c^2\left(\frac{1 - \beta^2}{1 - \beta^2}\right) = -c^2, \tag{4.58}$$

pe unde

$$\sum u_i \frac{\mathrm{d}u_i}{\mathrm{d}t'} = 0 \tag{4.59}$$

și

$$\sum u_i F_i = \sum u_i \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t'}(m_0 u_i) = m_0 \sum u_i \frac{\mathrm{d}u_i}{\mathrm{d}t'} = 0. \tag{4.60}$$

Să explicităm această relație:

$$\frac{v_x F_x + v_y F_y + v_z F_z}{1 - \beta^2} - \frac{1}{1 - \beta^2}\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\,\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = 0. \tag{4.61}$$

Pentru valori ale lui v inferioare lui c, $1 - \beta^2$ nu poate fi nul, deci putem scrie

$$v_x F_x + v_y F_y + v_z F_z = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}\right). \tag{4.62}$$

Să considerăm cazul în care viteza v a particulei este destul de mică pentru ca masa sa să aibă valoarea constantă m_0. Atunci derivînd în raport cu timpul t energia cinetică a particulei $\frac{1}{2} m_0 v^2$, vom obține

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{1}{2} m_0 \mathbf{v}^2\right) = \mathbf{v}\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(m_0 \mathbf{v}) = \mathbf{v} \cdot \mathbf{F} = v_x F_x + v_y F_y + v_z F_z. \tag{4.63}$$

Această relație poate fi integrată imediat astfel

$$\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{1}{2} m_0 v^2 + E_0, \tag{4.64}$$

unde E_0 este o constantă de integrare avînd dimensiunile unei energii. Pentru particula în repaus, care intră în cadrul ipotezei formulată mai sus, rezultă

$$E_0 = m_0 c^2. \tag{4.65}$$

Aceasta este celebra relație de echivalență între masă și energie stabilită de Einstein; ea are, de asemenea, un analog în teoria lui Lorentz. Faptul că relațiile mecanice (4.55) și (4.65) și analoagele lor electromagnetice din teoria lui Lorentz au fost perfect verificate de experiențe multiple ne îndreptățește să considerăm că ipoteza originii electromagnetice a masei (într-o proporție anumită!) este o ipoteză corectă. Vom regăsi această ipoteză (și proporția corespunzătoare) ca o consecință a propriei noastre teorii pe care o vom dezvolta în continuarea acestei lucrări, fapt pentru care am insistat asupra ei.

4.4. TEORIA RELATIVITĂȚII GENERALE

4.4.1. Principii și procedee

S-ar părea că ne-am îndepărtat serios de obiectul pledoariei noastre prin introducerea acestei lungi digresiuni privind relativitatea restrînsă; oferă ea posibilitatea de a suplini eșecurile cantitative ale teoriei newtoniene a gravitației? O asemenea posibilitate ar trebui să existe efectiv: avansurile planetare de periheliu sînt — conform teoriei relativității — efecte de ordinul doi în v/c (a se vedea mai jos), iar corecțiile relativiste ale legilor mecanicii și ale naturii în general (invarianța la transformările Lorentz!) fac să dispară tocmai asemenea efecte, așa cum am constatat în cazul experienței lui Michelson.

Dacă vom reface calculul traiectorilor newtoniene ale planetelor, ținînd cont de corecțiile relativiste [172], adicăi dacă vom ține cont de variația masei planetei cu viteza conform relației (4.55), vom constata că există cu adevărat un avans de periheliu; pentru o revoluție, acest avans al periheliului planetelor în raport cu mișcarea newtoniană este dat de relația

$$\delta\theta = \frac{3\pi GM}{c^2(1 - e^2)\,a}, \tag{4.66}$$

unde M este masa Soarelui, a semiaxa mare a orbitei și e excentricitatea orbitei. Introducînd în această relație mărimile corespunzătoare mișcării planetei Mercur și ținînd cont de numărul de rotații al acestei planete într-o sută de ani tereștri, vom obține un avans secular de periheliu $\Delta\theta = 21{,}5''$ pe secol. Aceasta reprezintă însă numai *jumătate din valoarea realmente observată.* Rezultatul obținut este deosebit de supărător, deoarece pune direct în chestiune întregul eșafodaj al relativității restrînse.

Avansul relativist de periheliu este totuși un efect de ordinul doi în v/c, la fel ca și efectul urmărit de Michelson. Considerînd mișcarea cvasi-circulară a planetelor ($e \sim 0$) observăm că accelerația normală este v^2/a, unde v reprezintă viteza orbitală a planetei, iar a raza orbitei, această accelerație fiind egală, după cum se știe, cu GM/a; rezultă imediat $v^2 = GM/a$. Ținînd cont de acestea, din relația (4.66) putem deduce pentru o aceeași mișcare cvasicirculară

$$\delta\theta = \frac{3\pi}{c^2}\frac{GM}{a} = 3\pi\left(\frac{v}{c}\right)^2, \tag{4.67}$$

de unde se vede că avansul relativist de periheliu este într-adevăr un efect de ordinul doi în v/c (formula dată de relativitatea generală este, așa cum vom vedea în continuare, absolut identică cu relația (4.66), cu excepția coeficientului numeric, care este de două ori mai mare).

Aşadar, legile mişcării gravitaţionale nu sînt invariante la o transformare Lorentz? Putem, cu alte cuvinte, pune în evidenţă mişcarea inerţială a planetelor cu ajutorul unor fenomene gravitaţionale, de exemplu, cu ajutorul avansului de periheliu? În orice caz, putem înţelege foarte clar motivul pentru care Einstein formulează atît de vag — încît îl face practic inoperant — principiul său al relativităţii: *fenomenul gravitaţional este dizident în raport cu transformarea Lorentz şi cu teoria relativităţii restrînse*!

Sau poate că nici nu poate fi vorba de mişcare planetară inerţială, în prezenţa unor forţe gravitaţionale sau a unor forţe în general? Acesta ar fi un răspuns coerent, dar, în acest caz, cum am mai putea explica rezultatul perfect al experienţei lui Michelson, care se referă la acelaşi efect de ordinul doi, din aceeaşi mişcare planetară (mişcare eliptică, adică *ne*rectilinie şi *ne*uniformă), astfel decît prin contracţia Fitzgerald-Lorentz considerată ca un *fait accompli* al naturii?

Avem de-a face aici, ca să ne exprimăm eufemistic, cel puţin cu o inconsecvenţă de interpretare. Şi, pentru ca dilema (nu numai a teoriei relativităţii, ci a fizicii în general) să fie completă, să reamintim cititorului faptul că „avansul de periheliu" din mişcarea electronilor în jurul nucleului din atomul Bohr-Sommerfeld (§ 11.2), avînd exact aceeaşi semnificaţie ca şi avansul de periheliu planetar este „corect" explicat cu ajutorul relaţiei (4.66)! Asemenea „inconsecvenţe", acumulate în număr mare de-a lungul anilor, au dus, în anumite ramuri ale fizicii, la necesitatea de a se renunţa la explicaţiile cauzale şi figurative şi la adoptarea unor formalisme matematice detaşate de orice interpretare... fizică. Vom reveni pe larg asupra acestui spinos subiect.

Aşadar, fenomenele gravitaţionale sînt dizidente în raport cu transformarea Lorentz şi cu teoria relativităţii restrînse. Einstein consideră *de facto* — prin crearea relativităţii generale — că această dizidenţă este datorată faptului că mişcarea gravitaţională planetară este neinerţială şi încearcă să elimine această neinerţialitate transformînd pînă la urmă mişcarea gravitaţională într-o mişcare inerţială *sui generis*. Deşi o asemenea interpretare lasă — cum am mai spus — fără explicaţie rezultatul perfect al experienţei Michelson, ca şi rezultatele altor experienţe similare, să urmărim, în continuare, această tentativă a lui Einstein, care a dus la crearea teoriei relativiste a gravitaţiei.

Problema este aceea de a generaliza legea gravitaţiei a lui Newton. În ce sens? Să se pornească de la un model fizic mai complet decît schiţa suprasimplificată a sistemului solar întocmită de Kepler şi care stă la baza legii newtoniene? Să se introducă *ad hoc* noi forţe corective? Nici una din aceste căi nu va fi folosită de Einstein. Cel mai original şi în acelaşi timp, cel mai newtonian dintre cei care s-au ocupat vreodată de ingrata problemă a gravitaţiei, *Einstein îşi propune să generalizeze sistemele inerţiale în care s-a dovedit valabilă legea gravitaţiei a lui Newton*, adică, concret, *să generalizeze tocmai artificiul matematic newtonian.*

Pe scurt, problema care se punea era aceea de a scrie ecuaţiile fenomenului gravitaţional descris de Newton *(nu altul şi nu completat fenomenologic în vreun fel, deci avînd ca suport fizic fundamental aceeaşi schiţă kepleriană a sistemului solar)*, astfel încît forma lor să nu depindă de alegerea unui anumit sistem de coordonate, de exemplu, de sistemul de coordonate plasat în centrul comun de greutate. Din punct de vedere matematic, această problemă nu comporta principial dificultăţi deosebite, deoarece exista deja o metodă generală de a obţine o astfel de independenţă: să se scrie ecuaţiile gravitaţiei sub formă tensorială.

După cum se ştie, vectorii sînt în mod natural invarianţi la o rotaţie a axelor de coordonate; în consecinţă, legile lui Newton (ca şi celelalte legi ale fizicii), scrise în notaţie vectorială, au deja cele două proprietăţi pe care le numim invarianţă (sau simetrie) faţă de translaţia (uniformă) a axelor şi invarianţă faţă de rotaţia axelor în coordonate.

Putem lărgi noţiunea de vector astfel încît să obţinem chiar o invarianţă pentru rotaţia într-un spaţiu-timp: prin asocierea unora dintre trivectorii obişnuiţi, a unei „componente temporale" (cvadrivectorul), astfel încît cele patru componente să se „rotească" împreună în spaţiu-timp în acelaşi mod ca poziţia şi timpul. Unora dintre astfel de cvadrivectori le putem da chiar o semnificaţie fizică directă; de exemplu, cele trei componente ale impulsului unui sistem, asociate cu energia corespunzătoare sistemului (considerată drept componentă temporală) formează împreună ceea ce se numeşte cvadrivectorul energie-impuls.

În analiza matematică există o noţiune şi mai generală decît cea de vectori, tensorii, care reprezintă un fel de vectori într-un „spaţiu" cu un număr oarecare de dimensiuni; un tensor de ordinul unu este un vector obişnuit, iar unul de ordinul zero este un scalar. Calculul tensorial, sau calculul diferenţial absolut a fost imaginat tocmai pentru a ne elibera, în rezolvarea anumitor probleme, de necesitatea alegerii unor anumite axe de coordonate, plecîndu-se de la premisa evidentă şi foarte sănătoasă, că legile geometriei, ale mecanicii şi ale fizicii, ca legi obiective ale naturii, trebuie să existe independent de orice sistem particular de coordonate.

Dacă ne vom hotărî, împreună cu Einstein, să scriem ecuaţiile gravitaţiei ale lui Newton sub formă tensorială, pentru a le face în felul acesta independente de alegerea sistemului de coordonate, noi vom avea practic gata elaborat aproape întreg formalismul matematic capabil să ne asigure invarianţa dorită. Pare paradoxal, dar dificultăţile cele mai mari în elaborarea sofisticatei teorii a relativităţii generale nu au fost în primul rînd cele de natură matematică, care au fost rezolvate încă de la început, ci cele de natură fizică, a căror rezolvare nu este pe deplin satisfăcătoare nici astăzi.

Ceea ce doreşte şi face efectiv Einstein în teoria sa a gravitaţiei este, aşa cum am mai spus, să generalizeze artificiul matematic newtonian al mişcării inerţiale în raport cu sistemul particular de coordonate plasat în centrul comun de greutate, în sensul generalizării mişcării inerţiale în raport cu orice alt sistem de coordonate. Pare desigur un nonsens să ne gîndim numai că mişcarea inerţială, adică cea uniformă şi rectilinie, care nu poate exista decît în absenţa oricăror forţe active, ar putea să descrie în vreun fel mişcarea gravitaţională neuniformă, adică accelerată, nerectilinie în general şi care este tocmai rezultatul acţiunii forţelor gravitaţionale active, care se exercită fizic (o putem constata experimental!) între corpurile materiale. Şi totuşi Einstein a găsit rezolvarea matematică corectă a acestei aparent insolubile probleme fizice.

Să considerăm legea fundamentală a mecanicii $F = ma$, unde F reprezintă forţa care acţionează asupra corpului de masă m şi căruia îi imprimă o acceleraţie a. Dacă corpul se mişcă în virtutea inerţiei, să zicem în lungul axei x, rezultă că $F = 0$ şi ecuaţia mişcării poate fi scrisă astfel

$$ma = m\frac{d^2x}{dt^2} = 0, \qquad (4.68)$$

de unde, integrînd o dată obţinem $dx/dt = v =$ const, adică mişcarea se face cu viteză constantă (uniform) şi încă o dată, $x = vt +$ const, adică traiec-

toria va fi rectilinie. Aceasta este mişcarea inerţială, descrisă în termenii mecanicii newtoniene.

Foarte important este faptul că în ecuaţia (4.68) factorul m se simplifică, ceea ce oferă largi posibilităţi de generalizare, deoarece aceasta înseamnă că toate corpurile, indiferent de masa (sau de „natura") lor, execută exact aceeaşi mişcare: cea rectilinie şi uniformă. Această mică posibilitate de simplificare a masei în ecuaţia de mişcare, caracteristică, după cum se vede, mişcării inerţiale (membrul drept al ecuaţiei este zero), este cea care i-a permis lui Einstein să întrevadă calea ce duce la inerţializarea mişcării gravitaţionale.

În cazul general, adică în cazul prezenţei unei forţe active, ecuaţia mişcării se scrie

$$m_i \frac{d^2\mathbf{r}(x, y, z)}{dt^2} = \mathbf{F}(x, y, z, t), \tag{4.69}$$

unde m_i este masa corpului care se opune mişcării provocate de forţa $\mathbf{F}$ şi care este numită masă inerţială. Sub acţiunea forţei $\mathbf{F}(x, y, z, t)$ mişcarea diverselor corpuri va fi accelerată, iar traiectoriile lor vor fi în general diferite, deoarece în general masa m_i, care diferă de la un corp la altul, nu mai poate fi simplificată. Cu alte cuvinte, *mişcarea corpurilor sub acţiunea forţei active* $\mathbf{F}$ *depinde de natura acestor corpuri.*

În cazul mişcării corpurilor sub acţiunea forţei $\mathbf{F}_N$ de gravitaţie a lui Newton ecuaţia (4.69) poate fi scrisă astfel

$$m_i \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = \mathbf{F}_N = \frac{GMm_g}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r}, \tag{4.70}$$

unde m_g reprezintă masa gravitaţională, sau masa grea, adică acea masă prin care se exercită acţiunea gravitaţională a corpurilor. Dorim, în cele ce urmează, să facem din ecuaţia (4.70) a mişcării sub efect gravitaţional o ecuaţie a unei mişcări inerţiale *sui generis.*

Să trecem totul în partea stîngă:

$$m_i \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} - \frac{GM}{r^2} m_g \frac{\mathbf{r}}{r} = 0; \tag{4.71}$$

mare lucru nu am obţinut, dar am „scăpat" totuşi în această ecuaţie a mişcării de forţa activă, care, după cum se ştie din expresia newtoniană trebuie să figureze în partea dreaptă a ecuaţiei mişcării. Să mai împărţim şi cu m_i:

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} - \frac{GM}{r^2} \frac{m_g}{m_i} \frac{\mathbf{r}}{r} = 0; \tag{4.72}$$

observăm că dacă eventual am putea pune $m_g = m_i$, atunci mişcarea corpurilor sub efect gravitaţional ar deveni absolut independentă de natura corpurilor, exact ca în binecunoscuta mişcare inerţială

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} - \frac{GM}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r} = 0. \tag{4.73}$$

Acesta este un rezultat într-adevăr remarcabil. Desigur, traiectoria descrisă de corpul m sub acţiunea gravitaţională a corpului M nu va fi, în general, rectilinie, iar viteza va fi cu siguranţă variabilă (mişcarea este accelerată), dar obţinem deocamdată acest rezultat teoretic promiţător, că *toate*

corpurile se mişcă la fel sub efectul gravitaţional, adică se mişcă independent de natura lor, la fel ca în orice veritabilă mişcare inerţială. Un prim pas, cel mai important din punct de vedere principial, în direcţia „inerţializării" mişcării gravitaţionale a fost făcut, rămînînd ca problema mişcării rectilinii şi uniforme, absolut conformă cu definiţia dată de Newton, să o rezolvăm ulterior.

Totuşi nu putem merge mai departe şi să trecem cu vederea două ipoteze extraordinare pe care le-am făcut în raţionamentul de mai sus. Ambele ipoteze se referă la egalitatea $m_i = m_g$, care trebuie să fie adevărată atît sub aspect cantitativ, cît şi calitativ. Nu există nici o raţiune teoretică conform căreia o astfel de egalitate ar trebui să aibă loc efectiv; dimpotrivă, există raţiuni suficiente care pledează *împotriva* unei asemenea egalităţi.

Originea masei nu a putut fi explicată pînă în prezent, ea apare ca un simplu coeficient de proporţionalitate între impulsul unui corp şi viteza sa. *Acest coeficient nu are, în general, aceeaşi valoare atunci cînd se consideră mişcarea provocată de forţe de natură diferită.* De exemplu, dacă considerăm mişcarea provocată exclusiv de forţe electrice vom avea un coeficient de proporţionalitate m_{el}, numit *masă electromagnetică*, diferit de masa mecanică la care ne referim de obicei. Teoriile *actuale* ale electromagnetismului prezic cu certitudine existenţa unei mase electromagnetice specifice şi există o evidenţă experimentală clară a existenţei acestui tip de masă*. Lorentz a stabilit chiar că întreaga masă a electronului (0.511 MeV) ar fi de origine electromagnetică şi cercetările ulterioare nu au contrazis încă această concluzie **.

În experimente în care măsurăm masa unei particule, de obicei, prin observarea cantităţii de moment ce o posedă sau a modului în care se mişcă pe o orbită, măsurăm de fapt *masa totală*. Spunem, în general, că momentul determinat astfel, este masa totală ($m_{mec} + m_{el}$) înmulţită cu viteza. Astfel masa observată într-un experiment oarecare poate consta din două părţi distincte (sau, probabil mai multe, dacă includem şi alte cîmpuri de forţe): o parte mecanică plus (cel puţin) o parte electromagnetică.

Cele spuse mai sus se referă desigur numai la masa inerţială a corpurilor, adică la acea masă pe care o putem măsura din experienţe asupra mişcării corpului. Este important să subliniem că ambele tipuri de masă inerţială, electromagnetică şi mecanică, s-au dovedit compatibile cu transformările Lorentz, formulele lor de variaţie cu viteza, stabilite *separat* pentru fiecare dintre ele de către Lorentz şi respectiv Einstein, dovedindu-se experimental corecte.

Masa grea, m_g, este principial complet diferită de cea inerţială, fiind *intrinsec legată de noţiunea de forţă gravitaţională*; ea suportă (masa pasivă) sau provoacă (masa activă) direct această interacţiune. Altfel spus, masa grea este măsura capacităţii corpului de a suferi acţiunea unui cîmp de gravitaţie sau de a crea un astfel de cîmp. Într-un cîmp gravitaţional dat, forţa care se aplică corpului este deci proporţională cu masa sa grea, care apare astfel în legea lui Newton. Or, după cum am văzut, legea gravitaţiei, a lui Newton, nu este invariantă la o transformare Lorentz; prin urmare, nici masa grea (intrinsec legată de fenomenul gravitaţional) şi spre deosebire de cea inerţială, nu poate fi compatibilă cu această transformare. Formula variaţiei masei inerţiale cu viteza, verificată cu mare precizie prin experiment, nu este valabilă pentru masa grea; *aceasta rezultă — între altele — din faptul*

* R.P. Feynman, *Fizica modernă*, vol. II. Ed. tehnică, Bucureşti, 1969.

** Ibid.

că aplicînd această formulă în calculul avansului de periheliu al lui Mercur, am obținut 21,5"/secol, în timp ce observația arată 43"/secol.

În orice caz, există rațiuni suficiente care pledează pentru *incompatibilitatea de principiu* a egalității $m_i = m_g$. Şi totuşi această egalitate reprezintă ipoteza fundamentală a teoriei relativității generale, postulatul care face posibilă declanşarea coerentă a întregului mecanism matematic al acestei teorii. De aici nu trebuie în nici un caz să tragem concluzia că această ipoteză este greşită, ci numai aceea că ea este aproximativă. Într-adevăr, rațiunea acestei ipoteze are numai un suport experimental, despre care vom discuta de mai multe ori în lucrarea de față.

Se spune că lăsînd să cadă din înălțimea turnului de la Pisa corpuri de mase diferite, Galilei a observat că ele ajungeau în acelaşi timp la piciorul turnului, adică ele căpătau aceeaşi accelerație în cădere liberă, independent de masa lor. Newton a repetat experiența lăsînd să cadă corpuri diferite într-un tub golit de aer şi a obținut acelaşi rezultat. Studiind mai apoi oscilațiile pendulelor simple, avînd la capete mase diferite, Newton a găsit cu o precizie de $1/10^3$, aceeaşi perioadă. Mai tîrziu, F. W. Bessel a mărit precizia acestui experiment pînă la $1/(6 \cdot 10^4)$ şi din nou a găsit aceleaşi rezultate.

Valoarea accelerațiilor în căderea liberă a corpurilor

$$\mathbf{g} = \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = \frac{GM}{r^2} \frac{m_g}{m_i} \frac{\mathbf{r}}{r} \tag{4.74}$$

nu poate fi însă independentă de natura lor decît dacă raportul

$$\frac{m_g}{m_i} = \frac{m_g}{(m_{\text{mec}} + m_{\text{el}} + \ldots)} \approx \frac{m_g}{m_{\text{mec}}} \tag{4.75}$$

are aceeaşi valoare pentru toate corpurile. În 1894 L. Eötvös stabileşte printr-o experiență celebră că acest raport este egal cu unitatea, cel puțin pînă la o precizie de $1/(2 \cdot 10^9) = 5 \cdot 10^{-8}$. În consecință, Einstein a putut să simplifice masele din ecuația (4.72), fără teama de a greşi prea mult.

O altă simplificare majoră pe care o presupune procedeul lui Einstein rezultă din relația (4.75); el neglijează orice alte tipuri de masă în afara masei inerțiale mecanice. Prin urmare, *teoria lui Einstein va presupune un univers care exclude automat orice alte cîmpuri de forțe în afara cîmpului gravitațional.*

Să facem acum cel de al doilea pas în direcția „inerțializării" perfecte a mişcării gravitaționale descrisă de ecuația (4.73), adică să facem ca această mişcare accelerată să apară ca uniformă; toată problema va fi de a alege un sistem de coordonate potrivit la care să raportăm mişcarea. După cum ştim (cap. 3), la Newton acest sistem de coordonate se află teoretic plasat în centrul comun de greutate al corpurilor M şi m (axe Copernic); practic, atunci cînd M este mult mai mare decît m, acest centru coincide cu centrul de greutate al corpului M, iar dacă corpul este sferic, chiar cu centrul acestei sfere. Prin urmare, vectorul $\mathbf{r}$ din relația (4.73) marchează distanța dintre centrele celor două corpuri M, m şi, conform teoriei lui Newton, corpul m va cădea spre M cu accelerația $\mathbf{g}$ de-a lungul acestui vector; orice alt corp m' va cădea, conform ipotezei anterioare ($m_i = m_g$), cu aceeaşi accelerație $\mathbf{g}$. Ei bine, nu vom mai raporta mişcarea față de axele copernicane ale lui Newton, ci față de un sistem S de axe, care „cade" împreună cu m şi avînd *accelerația constantă* k (de exemplu, o bilă de masă m care cade liber într-un ascensor aflat în mişcare).

Dacă raportăm ecuaţia de mişcare la sistemul S, care are faţă de sistemele inerţiale acceleraţia constantă k, ea poate fi scrisă sub forma

$$ma = F', \qquad (4.76)$$

unde F' este suma dintre forţa reală F şi forţa inerţială $-mk$

$$F - mk = F'. \qquad (4.77)$$

Dacă forţa F reprezintă gravitaţia, avem $F = mg$ şi deci

$$m(g - k) = F', \qquad (4.78)$$

sau

$$g - k = \frac{F'}{m}. \qquad (4.79)$$

Alegînd în mod potrivit acceleraţia k a sistemului de referinţă S, diferenţa $g - k$ poate fi făcută egală cu orice valoare pozitivă sau negativă, în particular şi zero, caz în care corpul m se află faţă de observatorul din S în repaus sau se mişcă cu viteză uniformă, adică se află exact în condiţiile definiţiei newtoniene a mişcării inerţiale.

Mai mult. Dacă prin analogie cu electrodinamica, forţa pe unitatea de masă o numim *intensitate de cîmp* a gravitaţiei, iar spaţiul în care ea acţionează îl numim *cîmp gravitaţional*, se poate spune că (cităm din M. Born): „printr-o alegere potrivită a unui sistem de referinţă accelerat se poate produce un cîmp gravitaţional constant, se poate slăbi, anihila, amplifica sau inversa un cîmp existent". Acestea deoarece dacă ascensorul va fi manevrat tehnic (frînat, accelerat suplimentar, sau schimbîndu-i-se direcţia de mers), bila poate cădea mai încet (faţă de podea), mai repede sau se va ridica chiar spre tavan, sfidînd cîmpul gravitaţional terestru!

Avînd în faţă un asemenea suport fizic intuitiv, Einstein formulează unul dintre principiile de bază ale relativităţii generale, anume *principiul echivalenţei*, conform căruia nu poate fi prin nimic deosebită acţiunea gravitaţiei de acţiunea acceleraţiei, în speţă a unui cîmp gravific de a unui cîmp de acceleraţii; ele sînt *indiscernabile*. Acest principiu a iscat multe controverse, datorate în special zelului acelora care doresc cu tot dinadinsul să confere o valoare fizică intrinsecă procedeului pur matematic einsteinian al sistemului de referinţă accelerat; nu vom insista asupra acestor aspecte

Vom sublinia însă valoarea cu totul aproximativă a principiului susamintit. Acceleraţia gravitaţională cu care este acţionat corpul m plasat în cîmpul gravitaţional al corpului M nu este constantă, ea variază invers proporţional cu pătratul distanţei dintre cele două corpuri, $g = GM/r^2$, şi are o valoare (constantă) *numai* la o distanţă dată (constantă) de M. În consecinţă, nu poate exista un sistem accelerat S, avînd acceleraţia k *constantă*, care să realizeze o viteză relativă constantă sau nulă faţă de corpul în cădere m, pe un *parcurs finit* oarecare. Principiul echivalenţei nu poate fi deci absolut valabil decît într-un singur *punct* din spaţiu (caz în care el nu mai prezintă nici un interes) şi numai *cu totul aproximativ* el poate fi socotit valabil şi pentru *porţiuni infinitezimale ale spaţiului*. Între punctual şi infinitezimal s-a adoptat noţiunea vagă (şi adesea derutantă) de „strict local" sau chiar numai „local".

Rezultă, aşadar, că un cîmp gravitaţional nu poate fi „eliminat, slăbit, amplificat sau inversat" (nu numai în întregul său şi pentru totdeauna, dar nici măcar pe porţiuni date şi pentru un timp dat), prin simpla alegere a

unui sistem de referință accelerat. Principiul echivalenței nu reprezintă decît un artificiu fizic util, dar foarte aproximativ (bazat în esență tot pe egalitatea $m_i = m_g$), care permite echivalarea *locală* a forțelor de gravitație cu cele de inerție și elaborarea în continuare a teoriei relativiste a gravitației.

Mai rămînea de făcut cel de al treilea pas și ultimul, adică trebuia demonstrat că mișcarea gravitațională descrisă de ecuația (4.73) este, sau poate fi considerată, o mișcare „rectilinie", conform cu definiția newtoniană a sistemelor inerțiale. Acest pas, deși este mai complicat din punct de vedere matematic, a fost totuși mai ușor de făcut, deoarece formalismul matematic necesar era în cea mai mare măsură gata elaborat, atunci cînd Einstein s-a hotărît să-l facă.

Să privim dreapta prin definiția ei școlărească: drumul cel mai scurt dintre două puncte (pe o suprafață plană bineînțeles). Aceasta este deja o definiție de minim al unei funcții. Se cunoaște și o definiție mai generală a distanței dintre două puncte dată tot sub definiția unui extremum, definiția geodezicelor, adică a acelor curbe de lungime extremă (maximă sau minimă), care trec prin două puncte date. Această definiție a „liniei celei mai drepte" (după cum o numește Einstein) este, într-adevăr, foarte generală, ea fiind aplicabilă atît în cazul unor suprafețe plane, caracteristice spațiului euclidian tridimensional (cînd ea regăsește dreapta școlărească de mai sus), cît și în cazul unor suprafețe curbe, caracteristice unor spații cu mai mult de trei dimensiuni.

Mișcare rectilinie, mișcare geodezică! Iată una dintre genialele intuiții ale lui Einstein, după părerea noastră, cea mai frumoasă și mai naturală dintre toate! Ea permite, dintr-odată, asimilarea perfectă a definiției clasice a mișcării inerțiale și, în același timp, generalizarea ei deplină, fără aproximație. Cum ar putea fi considerată, de exemplu, mișcarea circulară drept o mișcare rectilinie? Simplu, geodezica unei suprafețe sferice este tocmai unul dintre cercurile mari ale sferei! Dar acesta este un artificiu matematic, veți zice. Probabil, dar este unul perfect; se poate demonstra matematic exact că geodezicele oricărei suprafețe curbe desfășurabile pe un plan (sferice, conice etc.) devin de fapt linii drepte atunci cînd acestea sînt desfășurate în plan. Or, în ierarhia geometriilor multidimensionale spațiul euclidian este el însuși un spațiu plan! Geodezicele unei metrici (ds^2) euclidiene sînt linii drepte! Pe deplin îndreptățit sub aspect teoretic Einstein va putea să considere spațiul în care mișcarea gravitațională este matematic circulară, eliptică etc., adică așa cum o observăm a fi în realitate, drept un spațiu real, iar cel euclidian tridimensional (adică plat), în care mișcarea este, matematic, veșnic rectilinie, adică în contradicție cu observația, o palidă imagine suprasimplificată a realității mult mai complexe decît și-a închipuit-o Euclid, Galilei și Newton.

Problema care i se punea lui Einstein, în Praga anului 1911, era aceasta: ce fel de geodezică, mai exact ce fel de spațiu să introducă în teoria sa în locul celui euclidian al lui Newton? Se spune că în această perioadă de febrile căutări, prietenul său Georg Pick i-a atras atenția asupra lucrărilor lui G. Ricci și L. Civitta; aceste lucrări i-au deschis lui Einstein calea pentru elaborarea elegantului formalism matematic al teoriei sale.

Gauss dezvoltase (1827) o teorie a suprafețelor curbe, sub forma unei geometrii generale bidimensionale, a cărui metrică (a se vedea în continuare) poate fi scrisă astfel

$$ds^2 = g_{11}\, dx_1^2 + 2g_{12}\, dx_1\, dx_2 + g_{22}\, dx_2^2 \qquad (4.80)$$

(un fel de teoremă a lui Pitagora generalizată), în care mărimile g_{11}, g_{12}, g_{22} sînt coeficienţii metrici şi sînt determinaţi de natura suprafeţei şi de alegerea sistemului de coordonate. B. Riemann generalizase (1854) această geometrie într-o teorie a spaţiului cu un număr arbitrar de dimensiuni a cărui metrică poate fi scrisă sub formă foarte generală astfel

$$ds^2 = g_{\mu\nu}\, dx_\mu\, dx_\nu, \tag{4.81}$$

unde $\mu = \nu = 1, 2, 3, \ldots, n$ şi unde $g_{\mu\nu}$ reprezintă tensorul metric fundamental, din care se deduc coeficienţii metrici după o regulă matematică simplă. Se vede uşor că această metrică generalizează metrica gaussiană (4.80), pe care o obţine ca un caz particular ($n = 2$). Forma concisă, sub care această teorie este folosită şi astăzi, este datorată matematicienilor Ricci şi Levi Civitta (1901). Iată ce ecuaţie minunată a găsit Einstein în lucrările acestor doi autori, ecuaţie care reprezintă tocmai *geodezicele spaţiului riemannian*

$$\frac{d^2x_\mu}{ds^2} + \begin{Bmatrix} \mu \\ \alpha\ \beta \end{Bmatrix} \frac{dx_\alpha}{ds}\,\frac{dx_\beta}{ds} = 0! \tag{4.82, a}$$

Cele două relaţii, a metricii (4.81) şi a geodezicei (4.82) sînt strîns legate între ele: ecuaţia metricii este întotdeauna o integrală primă a ecuaţiei geodezicii.

Desigur pentru cititorii mai puţin obişnuiţi cu calculul tensorial această ultimă ecuaţie apare destul de stranie; probabil că aşa i-a apărut ea şi lui Einstein, deoarece la data respectivă nici el nu cunoştea un astfel de calcul, în care a fost nevoit să se specializeze după aceasta. Dar este imposibil ca atît cititorul şi cu atît mai mult Einstein să nu fi fost izbit de extrema asemănare formală dintre această ecuaţie şi ecuaţia mişcării gravitaţionale (4.73), mai ales că, ţinînd cont de definiţie, ambele ar trebui să reprezinte aceeaşi „linie dreaptă".

Einstein a judecat mai întîi intuitiv şi această intuiţie s-a dovedit, din nou, corectă: dacă o ecuaţie ca (4.68) reprezintă de fapt ecuaţia unei linii drepte în cazul particular al mişcării inerţiale pe o suprafaţă plană, probabil că „linia cea mai dreaptă" a unei suprafeţe curbe oarecare, adică geodezica riemanniană (4.82), va reprezenta *mişcarea inerţială în sens generalizat*, adică cuprinzînd şi mişcarea sub efect gravitaţional. Această identificare îi este sugerată în primul rînd de faptul că geodezica conţine vechea noţiune de dreaptă ca un caz particular şi în al doilea rînd de faptul că cele două ecuaţii (4.73) şi (4.82), dintre care prima ar reprezenta mişcarea „inerţială" generalizată, iar a doua traiectoria „rectilinie" generalizată, sînt foarte asemănătoare.

Ei bine, Einstein adoptă, pur şi simplu, pentru teoria sa ca ecuaţie a mişcării exact ecuaţia (4.82) a geodezicelor riemanniene! Efortul matematic implicat pentru obţinerea uneia dintre ecuaţiile fundamentale ale relativităţii generale este practic nul! Să fie oare acesta punctul de convergenţă în care două discipline ştiinţifice diferite, care studiază aspecte diferite ale aceleiaşi naturi, gravitaţia şi geometria, se contopesc într-un formalism matematic comun?

Este foarte interesant faptul că Einstein *nu deduce* ecuaţia mişcării, conform teoriei sale, ci o preia *ad hoc* din geometria riemanniană pe baza *definirii apriorice a traiectoriei*, cea „rectilinie". Procedeul apare cu totul inversat faţă de cel uzual în care ecuaţia mişcării este o consecinţă a teoriei, iar traiectoria este la rîndul ei o consecinţă a integrării ecuaţiilor de mişcare.

Să fie oare aceasta o simplă definire apriorică a realității „spațiului" riemannian — care ar trebui să înlocuiască efectiv vechile noastre reprezentări tridimensionale ale spațiului (formulate concis de Euclid din Alexandria încă din secolul al III-lea î.e.n. și ratificate de logică și experiența milenară) — pe baza identității formalismului matematic al gravitației și geometriei?

Este o situație curent întîlnită în fizică, aceea că *ecuațiile matematice ale mai multor fenomene fizice diferite să aibă exact aceeași formă*; de exemplu, ecuațiile diferențiale ale electrostaticii, ale scurgerii staționare a căldurii, ale unei membrane subțiri de cauciuc întinse, ale difuziei neutronilor etc., au toate exact aceeași formă matematică. Evident, simbolurile care intră în aceste ecuații reprezintă fizic ceva diferit de la un caz la altul, nimeni nu va confunda o sarcină electrică sau chiar un neutron cu o membrană de cauciuc, dar din punct de vedere matematic aceleași ecuații au aceleași soluții și această similitudine de comportament matematic a unor fenomene fizice foarte diferite a constituit de nenumărate ori un instrument puternic al investigației științifice. Pe această bază este posibilă *modelarea unor procese fizice cu ajutorul altor procese fizice*, de exemplu, modelarea unor procese mecanice cu ajutorul unor procese electromagnetice. Este însă esențial să se înțeleagă clar sensul unor asemenea analogii și mai ales a limitelor lor, pentru a se evita tentația de a se face identificări fizice hazardate.

În orice caz, procedeul prin care Einstein obține teoria sa, a relativității generale, este bazat în cea mai largă măsură nu pe o deducție a consecințelor din anumite axiome și principii inițiale (ca în relativitatea restrînsă) și nici pe inducție, adică pe sinteza teoretică a unor date experimentale și de observație (ca în cea mai mare parte a teoriei newtoniene a gravitației), ci pe *analogii* și *identificări*. Preluînd *ad hoc* ecuația geodezicelor riemanniene ca ecuație fundamentală a teoriei sale. Einstein arată numai că ea ar putea reprezenta, într-o primă aproximație, mișcarea inerțială galileiană (de fapt, numai ecuația unei drepte euclidiene) și, într-o a doua aproximație, ceva care ar putea fi (din nou!) identificat cu ecuația mișcării gravitaționale ... a lui Newton. Iată raționamentul său [59].

„Deci vom admite, în sensul principiului echivalenței, că mișcarea punctului material sub acțiunea exclusivă a inerției și gravitației, este descrisă de ecuația

$$\frac{d^2x_\mu}{ds^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta}\frac{dx_\alpha}{ds}\frac{dx_\beta}{ds} = 0". \qquad (4.82,\ b)$$

Dacă în această ecuație anulăm factorul $\begin{Bmatrix} \mu \\ \alpha\ \beta \end{Bmatrix} \equiv \Gamma^\mu_{\alpha\beta}$. ecuația devine

$$\frac{d^2x_\mu}{ds^2} = 0, \qquad (4.83)$$

care în geometria riemanniană reprezintă ecuația unei drepte „euclidiene", iar, conform relativității restrînse, derivata a doua în raport cu timpul a unui cvadrivector $r(x, y, z, t)$, adică simultan ecuația unei drepte și mișcarea inerțială. Sîntem într-adevăr pe drumul cel bun.

Al doilea termen al ecuației (4.82) este mai complicat. Se vede totuși că derivatele dx_α/ds și dx_β/ds reprezintă niște transformări de coordonate spațiale, asemănătoare oarecum componentelor potențialului gravitațional newtonian din ecuația Laplace-Poisson; atunci, dacă ecuațiile (4.73) și (4.82) pot fi *identificate*, probabil că $\Gamma^\mu_{\alpha\beta}$ reprezintă chiar componentele cîmpului

de gravitație. Făcînd cea de a doua aproximație, $\Gamma^{\mu}_{\alpha\beta} \to 0$, Einstein obține din (4.82) următoarea relație

$$\frac{d^2x_\mu}{ds^2} = \frac{d^2x_\mu}{c^2\,dt^2} = -\frac{\partial}{\partial x_\mu}\left(\frac{\gamma_{44}}{2}\right), \qquad (4.84)$$

$$\mu = 1,\ 2,\ 3,$$

unde infinitul mic de primul ordin γ_{44} reprezintă „componenta euclidiană" a mărimii $\Gamma^{\mu}_{\alpha\beta}$. La acest stadiu al raționamentului său Einstein scrie [77]: „Aceste ecuații sînt de fapt identice cu ecuațiile newtoniene de mișcare a unui punct material într-un cîmp gravific,

$$\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{GM}{r^2} = -\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{GM}{r}\right) = -\frac{\partial}{\partial r}(\Phi) \qquad (4.85)$$

(unde Φ reprezintă potențialul gravific, n.n.), *dacă identificăm pe* $(\gamma_{44}/2)$ *cu potențialul gravific; legitimitatea identificării depinde evident de ecuațiile gravitației, adică dacă această mărime satisface, în primă aproximație, aceleași legi ale cîmpului ca și potențialul gravific al lui Newton.* O privire asupra ecuațiilor (4.82) și (4.85) arată că mărimile $\Gamma^{\mu}_{\alpha\beta}$ au rolul intensității cîmpului gravific."

„Ecuațiile (4.82) exprimă influența inerției și gravitației asupra punctului material. Unitatea dintre inerție și gravitație se exprimă formal prin faptul că întregul membru stîng din (4.82) are caracter tensorial; însă cei doi termeni luați separat nu au caracter de tensori. *În analogie cu ecuațiile lui Newton, primul termen trebuie considerat ca expresia inerției, iar cel de al doilea ca expresia forței de gravitație*".

Aceasta-i totul sau aproape totul, deoarece pe lîngă ecuațiile mișcării va trebui să mai obținem în continuare și ecuațiile de cîmp ale relativității generale, omologul relativist al ecuației Laplace-Poisson. Procedeul va fi însă exact același, analogia făcîndu-se de data aceasta nu cu legea forțelor gravitaționale a lui Newton, ci cu expresia sa generalizată, adică tocmai cu ecuația Laplace-Poisson. Important este faptul că Einstein poate obține pentru teoria sa, prin asemenea analogii, întreg arsenalul matematic și toate conceptele geometriilor n-dimensionale ale lui Gauss și Riemann, pe care el le substituie fără ezitare reprezentărilor comune tridimensionale, euclidiene.

Dacă ne hotărîm, împreună cu Einstein, să pășim pe acest drum, cu desăvîrșire original, adică dacă dorim să utilizăm ca model matematic al gravitației tocmai această geometrie n-dimensională, va trebui neapărat să învățăm cîte ceva din procedeele calculului tensorial și ale teoriei generale a invarianților. Noi știm bine cum „arată" un spațiu cu două dimensiuni, ca și un spațiu cu trei dimensiuni (cel euclidian), dar un „spațiu" cu patru sau mai multe dimensiuni nu știm cum arată, nu ni-l putem reprezenta nici fizic și nici geometric, deoarece este un „spațiu" neintuitiv, nonfigurativ. După Max von Laue, unul dintre savanții care au contribuit mult la răspîndirea relativității generale, asemenea „spații" nu sînt altceva decît reprezentarea simbolică a unor relații cu patru sau mai multe variabile; din această cauză „geometriile" n-dimensionale nu sînt decît matematică pură. Pentru a nu fragmenta expunerea noastră cu o nouă digresiune de proporții, prezentăm în anexa de la sfîrșitul acestei cărți formalismul matematic necesar pentru o înțelegere mai de detaliu a procedeelor specifice ale relativității generale, pe care, în acest capitol le vom analiza mai mult din punct de vedere calitativ.

Să ne reamintim pe scurt cele discutate în § 2.4. Am demonstrat acolo că există o ecuaţie a lui Laplace care se scrie

$$\Delta\Phi = \text{div } \Phi = \frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} = 0 \tag{4.86}$$

şi care a fost completată de Poisson

$$\Delta\Phi = -4\pi G\rho, \tag{4.87, a}$$

numindu-se astfel ecuaţia Laplace-Poisson. Ea permite studiul distribuţiei în spaţiu a potenţialului gravific newtonian Φ în funcţie de densitatea materiei ρ din spaţiu şi este, după cum ştim, o generalizare naturală a legii gravitaţiei, a lui Newton (nu o nouă teorie a gravitaţiei), care se referă numai la potenţialul creat de o masă punctiformă.

Să remarcăm cîteva aspecte topologice strict formale ale ecuaţiei Laplace-Poisson, şi anume:

1) partea stîngă a ecuaţiei are un caracter pur geometric, în timp ce partea dreaptă are un caracter fizic (conţine densitatea de materie!);

2) potenţialul gravific Φ (x, y, z) nu figurează decît prin derivatele sale de ordinul doi;

3) expresiile sînt liniare şi omogene în raport cu aceste derivate de ordinul doi;

4) divergenţa potenţialului este nulă (în ecuaţia Laplace).

Să mai remarcăm faptul că densitatea de materie ρ poate fi interpretată, conform relativităţii restrînse, ca densitate de energie, care poate fi scrisă sub forma unui tensor simetric, de ordinul doi, de divergenţă nulă, $T_{\mu\nu}$; acest tensor are deci o semnificaţie fizică precisă în spaţiul euclidian al lui Minkovski.

Să-i dăm acum cuvîntul lui Einstein, pentru a stabili ecuaţiile sale de cîmp [77]:

„Trebuie să ajungem la legile cîmpului gravific. Pentru aceasta va trebui să ne servească drept model ecuaţia lui Poisson din teoria lui Newton

$$\Delta\Phi = 4\pi G\rho. \tag{4.87, b}$$

Această ecuaţie se bazează pe ideea că densitatea ρ a materiei ponderabile provoacă cîmpul de gravitaţie. Cercetările din domeniul teoriei relativităţii restrînse ne-au arătat însă că în locul scalarului densităţii de masă a substanţei trebuie utilizat tensorul densităţii de energie $T_{\mu\nu}$".

„Dacă în teoria relativităţii generale există o ecuaţie *analoagă* ecuaţiei lui Poisson, aceasta trebuie să fie o ecuaţie tensorială pentru tensorul $g_{\mu\nu}$ al potenţialului gravific, în al cărui membru drept figurează tensorul energie al materiei. În membrul stîng trebuie să figureze un tensor obţinut prin derivări din $g_{\mu\nu}$. El este complet determinat prin următoarele trei condiţii.

1. Să nu conţină derivatele $g_{\mu\nu}$ de ordin superior lui doi.
2. Să fie liniar şi omogen în derivatele de ordinul al doilea.
3. Divergenţa lui să fie identic nulă.

Primele două din aceste condiţii derivă în mod natural din ecuaţia lui Poisson (iar ultima din caracteristica tensorului cu semnificaţie fizică $T_{\mu\nu}$, n.n). Deoarece se poate demonstra că toţi tensorii diferenţiali de acest fel se

pot forma pe cale algebrică din tensorul lui Riemann (a se vedea anexa, n.n.), trebuie ca acel tensor să aibă forma

$$S_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R. \tag{4.88}$$

„Avem astfel ca lege a cîmpului de gravitaţie ecuaţia

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = -KT_{\mu\nu}. \tag{4.89}$$

Aici K este o constantă ce are legătură cu constanta gravitaţiei a lui Newton, G".

Acestea sînt celebrele ecuaţii de cîmp ale relativităţii generale: *transcrierea în notaţie tensorială a ecuaţiei Laplace-Poisson, care o face automat independentă de alegerea sistemului de coordonate.* Acesta a fost procedeul utilizat pentru elaborarea lor: *analogia cu conceptele şi formalismul matematic al geometriei riemanniene şi teoriei invarianţilor,* coerent sugerate şi permise de principiul de echivalenţă şi de ipoteza fundamentală a egalităţii dintre masa inertă şi masa grea. Interpretările cvasifilozofice, de un fel sau altul, privind relativitatea generală, depind în mare măsură de credinţe şi atitudini mai mult sau mai puţin subiective şi, în orice caz, nu influenţează cu nimic rezultatele cantitative ale teoriei.

Important este faptul că în acest fel s-a obţinut generalizarea maximă a teoriei gravitaţiei newtoniene şi această operă, pe de-a-ntregul originală, aparţine lui Einstein. Nu este vorba aici de o generalizare în stilul ecuaţiei Laplace-Poisson, care nu face decît să considere un număr mare de puncte materiale care exercită aceeaşi forţă gravitaţională pe care legea lui Newton o presupune acţionînd doar între două puncte materiale; Einstein generalizează şi modernizează însuşi mecanismul intrinsec al teoriei newtoniene a gravitaţiei, motorul care furnizează mişcarea şi referenţialele inerţiale în care este valabilă legea gravitaţiei, făcîndu-l să funcţioneze nu numai în raport cu punctul fix din univers, ci în raport cu oricare alt punct al universului.

Este perfecţionarea maxim imaginabilă a ideilor şi procedeelor teoriei newtoniene a gravitaţiei, iar proba sa de foc va fi capacitatea acestei noi teorii de a interpreta cantitativ şi calitativ fenomenele observate. Dacă nici în această formă de maximă generalizare ea nu va da perfectă satisfacţie, nu va exista o altă posibilitate de perfecţionare în afara aceleia de a renunţa la însăşi modelul fizic fundamental, care i-a dat naştere şi care este — să nu uităm — sistemul nostru solar, aşa cum l-a văzut Kepler, pentru a-l înlocui cu unul mai complet.

Înainte însă de a trece la aplicarea concretă a ecuaţiilor relativiste în cazul mişcării gravitaţionale a planetelor, considerăm necesar să mai căpătăm cîteva informaţii suplimentare privind interpretarea teoriei relativităţii generale, informaţii pe care ni le va furniza chiar Einstein [77]: „Cel mai important punct comun al teoriei lui Gauss a suprafeţelor şi al teoriei relativităţii generale îl reprezintă proprietăţile metrice pe care se sprijină, în principal, noţiunile celor două teorii. În cazul suprafeţelor, Gauss a urmat următorul raţionament. Geometria plană poate fi întemeiată pe conceptul de distanţă ds dintre două puncte *infinit vecine.* Acest concept este important *din punct de vedere fizic,* fiindcă se poate *măsura direct* cu etaloane de lungime rigide (să măsurăm fizic direct un infinit mic cu etaloane de lungime rigide!; Einstein doreşte desigur să dea o imagine „fizică" a faptului că distanţa infinitezimală

ds este un invariant, n.n.). Alegînd convenabil sistemul cartezian de coordonate, această distanță este dată de formula $ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2$. Pe această mărime se bazează conceptele de dreaptă ca linie geodezică $\delta\int ds = 0$ (în geometria euclidiană distanța ds dintre două puncte distincte nu poate fi niciodată nulă, $ds = 0$, așa cum se consideră în alte geometrii și de aceea ecuația unei drepte se scrie sub forma $\delta\int ds = 0$, n.n.) de segment, de cerc, unghi, pe care este construită geometria plană euclidiană".

„Geometria pe o altă suprafață, avînd curbură continuă, se poate dezvolta în mod analog dacă se ține seama că o parte infinitezimală a suprafeței poate fi considerată plană pînă la un infinit mic relativ. Pe o asemenea porțiune (infinit, n.n.) mică de suprafață există un sistem de coordonate carteziene X_1, X_2 astfel ca distanța (infinitezimală, n.n.) dintre două puncte de pe el, *măsurată cu rigla* (sublinierea noastră), să fie dată de

$$ds^2 = dX_1^2 + dX_2^2. \tag{4.90}$$

Introducînd pe suprafață coordonate curbilinii oarecare, x_1, x_2, mărimile dX_1, dX_2 se pot exprima liniar în raport cu dx_1 și dx_2. De aceea, pe toată suprafața este valabilă relația

$$ds^2 = g_{11}dx_1^2 + 2g_{12}dx_1dx_2 + g_{22}dx_2^2 \tag{4.91}$$

(care, sub formă generală, poate fi scrisă $ds^2 = g_{\mu\nu}dx_\mu dx_\nu$ unde $\mu = \nu = 1, 2$, n.n.), în care g_{11}, g_{12}, g_{22} sînt determinate de natura suprafeței și alegerea sistemului de coordonate. Dacă sînt cunoscute aceste funcții, se cunoaște și modul în care *pot fi așezate pe suprafață rețele de vergele rigide*, adică pe această expresie a lui ds^2 se poate fonda geometria suprafeței, așa cum se fondează geometria plană pe o expresie corespunzătoare".

„Relații *analoage* există și în continuumul cvadridimensional spațiu-timp al fizicii. În raport cu un observator care cade liber într-un cîmp gravific, nu există cîmp de gravitație în imediata sa apropiere. De aceea vom putea considera totdeauna un *domeniul infinitezimal al continuumului spațiu-timp ca domeniu galileian*. Pentru un astfel de *domeniu infinit mic* va exista un sistem inerțial (cu coordonatele spațiale X_1, X_2, X_3 și coordonata temporală X_4), față de care va trebui să considerăm valabile legile teoriei relativității restrînse. Deci mărimea *măsurabilă direct* cu ajutorul riglelor etalon și al ceasornicelor etalon,

$$dX_1^2 + dX_2^2 + dX_3^2 - dX_4^2, \tag{4.92}$$

sau mărimea cu semn schimbat,

$$ds^2 = -dX_1^2 - dX_2^2 - dX_3^2 + dX_4^2, \tag{4.93}$$

este un invariant univoc determinat pentru două evenimente vecine, dacă se folosesc pretutindeni numai rigle etalon care sînt egale cînd se juxtapun și ceasornice care coincid cînd li se compară mersul în același loc".

„Domeniile spațio-temporale de întindere finită nu sînt, în general, galileiene, astfel încît *pentru domenii finite, cîmpul gravific nu poate fi eliminat prin nici o alegere a sistemului de coordonate*. Deci nu există nici sisteme de coordonate pentru care să fie valabile în domenii finite relațiile metrice din teoria relativității restrînse. Totdeauna există însă invariantul ds corespun-

zător unei perechi de puncte (evenimente) ale continuumului. El se poate însă exprima în coordonate oarecare. Dacă ținem seama de faptul că mărimile locale dX_ν pot fi exprimate liniar în funcție de diferențialele coordonatelor dx_ν, obținem pe ds^2 sub forma

$$ds^2 = g_{\mu\nu}\, dx_\mu\, dx_\nu. \tag{4.94}$$

Funcțiile $g_{\mu\nu}$ descriu, în raport cu sistemul de coordonate ales arbitrar, atît relațiile metrice în continuumul spațiu-timp, cît și « cîmpul gravific »".

Se vede și de aici că relativitatea generală nu introduce nici un fel de lege fizică nouă; ea generalizează, la maximum, vechea lege a gravitației newtoniene printr-un formalism matematic elaborat prin analogie cu cel al teoriei geometriei riemanniene și al teoriei invarianților. Această generalizare însă nu este numai una formală, matematică; relativitatea generală are posibilitatea intrinsecă de a restructura coerent și din temelii vechile concepte, noțiuni și reprezentări ale cunoscutului artificiu matematic newtonian, care din perspectivă relativistă, ne apare ambiguu și oarecum rudimentar.

Această superioritate indiscutabilă a relativității generale în raport cu teoria newtoniană a gravitației o vom regăsi și sub aspect cantitativ în studiul mișcării planetare pe care-l vom face în cele ce urmează.

4.4.2. Formalismul matematic al relativității generale

Soluția Schwarzschild a ecuațiilor de cîmp relativiste. Einstein a lucrat la elaborarea teoriei sale, pe care a terminat-o în 1915, o perioadă de circa zece ani. Ritmul descoperirilor sale ajunsese atît de intens către finele acestei perioade, încît numai în cursul anului 1914 a publicat o serie de 17 lucrări asupra acestei teorii. Rămînea ca în continuare să se particularizeze condițiile și ecuațiile de cîmp relativiste, astfel încît acestea să poată interpreta efectiv anumite fenomene date și în primul rînd mișcarea planetară în jurul Soarelui, dovedindu-și astfel eficacitatea.

Legea lui Einstein ia o formă deosebit de simplă cînd corpul care creează cîmpul gravitațional posedă „simetrie sferică"; acesta este aproximativ cazul realizat în natură de cîmpul solar. Dacă un corp cu simetrie sferică creează un cîmp cu aceeași simetrie, el determină în vecinătatea sa un spațiu-timp curb, a cărui structură se poate determina complet pornind de la caracteristicile acestui corp (masa, viteza inițială). Se pot astfel calcula *apriori*, pornind de la aceleași date, geodezicele acestui spațiu, care, conform relativității generale, vor fi tocmai traiectoriile planetelor care se mișcă în el. Einstein a putut să dea o soluție aproximativă a acestui caz; M. Schwarzschild a găsit (1916) soluția riguroasă a ecuațiilor de cîmp relativiste.

Să considerăm tensorul metric fundamental $g_{\mu\nu}$, adică acel tensor care ne furnizează coeficienții metrici ai „spațiilor" pe care dorim să le imaginăm. Ne vom limita la un spațiu cu numai patru dimensiuni, adică $\mu = \nu = 1,2,3,4$, corespunzînd variabilelor carteziene relativiste x, y, z, t. Alcătuim ușor următorul determinant al acestui tensor

$$g_{\mu\nu} = \begin{vmatrix} g_{11} & g_{12} & g_{13} & g_{14} \\ g_{21} & g_{22} & g_{23} & g_{24} \\ g_{31} & g_{32} & g_{33} & g_{34} \\ g_{41} & g_{42} & g_{43} & g_{44} \end{vmatrix}. \tag{4.95}$$

El are deci, în general, 16 componente; ținînd cont de faptul că mărimile g_{21} și g_{12} și cele analoage sînt egale între ele, rămîn de fapt numai 10 mărimi independente.

În cazul spațiului tridimensional euclidian, a cărui „metrică" (distanța dintre două puncte) în coordonate carteziene este

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2, \tag{4.96}$$

se vede simplu (prin identificare în raport cu coeficienții variabilelor independente) din determinantul (4.95) că acesta se reduce la diagonala sa principală, unde $g_{11} = g_{22} = g_{33} = 1$. Dacă scriem aceeași metrică în coordonate sferice r, θ, φ, adică

$$ds^2 = dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta \, d\varphi^2, \tag{4.97}$$

vom avea

$$g_{11} = 1, \ g_{22} = r^2, \quad g_{33} = r^2 \sin^2\theta.$$

În mod analog obținem mărimile $g_{\mu\nu}$ pentru metrica spațiu-timp a lui Minkovski

$$ds^2 = -dx^2 - dy^2 - dz^2 + (c\,dt)^2, \tag{4.98}$$

adică

$$g_{44} = 1, \ g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1, \tag{4.99}$$

sau, în coordonate sferice,

$$ds^2 = -dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2\theta \, d\varphi^2 + (c\,dt)^2, \tag{4.100}$$

adică

$$g_{11} = -1, \quad g_{22} = -r^2, \quad g_{33} = -r^2 \sin^2\theta, \quad g_{44} = 1. \tag{4.101}$$

Pentru a obține metrica Schwarzschild se pleacă de la ipoteza că ea trebuie să fie ceva foarte asemănător cu cea a lui Minkovski, scriindu-se, prin analogie cu aceasta, expresia nedeterminată

$$ds^2 = -e^{\lambda} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2\theta \, d\varphi^2 + e^{\eta} dt^2, \tag{4.102}$$

unde λ și η sînt funcții (nedeterminate) de r, care, prin definiție, nu depind de timp; vom avea deci un spațiu-timp static. Aceste funcții vor avea valori foarte apropiate de unitate. Se presupune că masa M în jurul căreia dorim să studiem proprietățile gravitaționale ale spațiului este plasată în origine, că aceste proprietăți nu depind decît de variabila r și că acest spațiu are simetrie sferică, adică nu este necesar să introducem funcții speciale înaintea termenilor $r^2 d\theta^2$ și $r^2 \sin^2\theta \, d\varphi^2$. În plus, se presupune că atracția masei M se anulează la infinit, adică metrica Schwarzschild se va confunda cu metrica Minkovski, atunci cînd r tinde către infinit. Pentru comoditatea scrierii s-a considerat constanta $c = 1$.

Acestea sînt datele generale ale problemei. Pentru a determina metrica Schwarzschild, vom calcula mărimile $g_{\mu\nu}$ cu ajutorul ecuației lui Einstein, aplicată în cazul unui spațiu vid, în jurul masei M adică vom considera că $T_{\mu\nu} = 0$. Sub formă mixtă (a se vedea anexa) această ecuație poate fi scrisă astfel

$$\frac{1}{2} g^{\mu}_{\nu} R - R^{\mu}_{\nu} = 0. \tag{4.103}$$

Vom determina valorile necunoscute λ și η (respectiv λ' și η') formînd în continuare un set de patru ecuații corespunzînd indicilor $\mu = \nu = 1, 2, 3, 4$ și ținînd cont că $g^{\mu}_{\nu} = 1$.

Plecînd de la ds^2 ales (4.102), putem scrie determinantul

$$g = \begin{vmatrix} -e^{\lambda} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -r^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -r^2 \sin^2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{\eta} \end{vmatrix} = -e^{\lambda} r^4 \sin^2\theta\, e^{\eta}, \qquad (4.104)$$

apoi mărimile

$$g^{11} = \frac{1}{g_{11}} = -e^{-\lambda}, \qquad g^{22} = \frac{1}{g_{22}} = -\frac{1}{r^2},$$
$$g^{33} = \frac{1}{g_{33}} = \frac{-1}{r^2 \sin^2\theta}, \qquad g^{44} = \frac{1}{g_{44}} = e^{-\eta}. \qquad (4.105)$$

În sfîrşit, aplicînd definiţiile (a se vedea anexa) putem calcula simbolurile lui Christoffel

$$\begin{Bmatrix} 1 \;\; 1 \\ 1 \end{Bmatrix} = \frac{\lambda'}{2}, \quad \begin{Bmatrix} 2 \;\; 1 \\ 2 \end{Bmatrix} = \frac{1}{r}, \quad \begin{Bmatrix} 3 \;\; 1 \\ 3 \end{Bmatrix} = \frac{1}{r}, \quad \begin{Bmatrix} 4 \;\; 1 \\ 4 \end{Bmatrix} = \frac{\eta'}{2},$$

$$\begin{Bmatrix} 1 \;\; 2 \\ 2 \end{Bmatrix} = \frac{1}{r}, \quad \begin{Bmatrix} 2 \;\; 2 \\ 1 \end{Bmatrix} = -r e^{-\lambda}, \quad \begin{Bmatrix} 3 \;\; 2 \\ 3 \end{Bmatrix} = \operatorname{ctg}\theta, \quad \begin{Bmatrix} 4 \;\; 4 \\ 1 \end{Bmatrix} = \frac{e^{\lambda-\eta}}{2}\eta',$$

$$\begin{Bmatrix} 1 \;\; 3 \\ 3 \end{Bmatrix} = \frac{1}{r}, \quad \begin{Bmatrix} 2 \;\; 3 \\ 3 \end{Bmatrix} = \operatorname{ctg}\theta, \quad \begin{Bmatrix} 3 \;\; 3 \\ 1 \end{Bmatrix} = -r \sin^2\theta\, e^{-\lambda}, \qquad (4.106)$$

$$\begin{Bmatrix} 1 \;\; 4 \\ 4 \end{Bmatrix} = \frac{\eta'}{2}, \qquad \begin{Bmatrix} 3 \;\; 3 \\ 2 \end{Bmatrix} = -\sin\theta\cos\theta.$$

Accentele reprezintă derivatele funcţiilor λ şi η în raport cu r; toate simbolurile Christoffel nescrise sînt nule.

Se pot calcula acum uşor mărimile $R_{\mu\nu}$ cu ajutorul formulelor lor dezvoltate (a se vedea anexa), găsindu-se

$$R_{11} = \frac{\eta''}{2} + \frac{\eta'^2}{4} - \frac{\lambda'\eta'}{4} - \frac{\lambda'}{r},$$

$$R_{22} = -r e^{-\lambda}\left(\frac{\lambda' - \eta'}{2}\right) - 1 + e^{-\lambda},$$

$$R_{33} = \sin^2\theta \cdot e^{-\lambda}\left[1 + r\left(\frac{\eta' - \lambda'}{2}\right) - e^{\lambda}\right], \qquad (4.107)$$

$$R_{44} = e^{\eta-\lambda}\left[-\frac{\eta''}{2} + \frac{\lambda'\eta'}{4} - \frac{\eta'^2}{2} - \frac{\eta'}{r}\right].$$

Putem calcula, de asemenea, mărimile

$$R_1^1 = g^{11}R_{11} \qquad (4.108)$$

și, corespunzător, R_2^2, R_3^3, R_4^4; în sfîrșit, adunînd aceste mărimi, obținem

$$R = R_1^1 + R_2^2 + R_3^3 + R_4^4 = 2\,e^{-\lambda}\left[-\frac{\eta'}{2} - \frac{\eta'^2}{4} + \frac{\lambda'\eta'}{4} + \frac{\lambda' - \eta'}{r} + \frac{e^{\lambda} - 1}{r^2}\right], \tag{4.109}$$

Scăzînd între ele prima și a patra ecuație, obținem

$$-e^{-\lambda}\left(\frac{\eta' + \lambda'}{r}\right) = 0, \tag{4.110}$$

de unde deducem $\eta' + \lambda' = 0$, deoarece nici $e^{-\lambda}$ și nici $1/r$, nu sînt nuli. Introducînd $\lambda' = \eta'$ în cea de a doua sau cea de a treia ecuație obținem

$$-e^{-\lambda}\left(\frac{\eta'}{2} + \frac{\eta'^2}{4} + \frac{\eta'}{r}\right) = 0. \tag{4.111}$$

Impunem condiția ca la infinit ($r \to \infty$) *metrica Schwarzschild să se confunde cu metrica Minkovski* (*adică spațiul riemannian să devină euclidian*); atunci, evident, avem $e^{\lambda} = e^{\eta} = 1$. Ținînd cont că $\lambda = -\eta + \text{const}$, deducem ușor că constanta de integrare este nulă și $\lambda = -\eta$. În aceste condiții ecuația de mai sus devine

$$e^{\eta}\left(\eta' + \eta'^2 + \frac{2\eta'}{r}\right) = 0. \tag{4.112}$$

Să căutăm o soluție a acestei ecuații diferențiale sub forma

$$e^{\eta} = a + br^{m}. \tag{4.113}$$

Vom avea

$$e^{\eta}\,\eta' = mbr^{m-1}, \tag{4.114}$$

$$e^{\eta}\,\eta'^2 + e^{\eta}\,\eta' = m(m-1)\,br^{m-2}, \tag{4.115}$$

de unde

$$\frac{2e^{\eta}\,\eta'}{r} = 2mbr^{m-2}. \tag{4.116}$$

Ecuația (4.112) poate fi scrisă acum sub forma

$$[m(m-1)\,b + 2\,mb]\,r^{m-2} = 0 \tag{4.117}$$

sau

$$(2 + m - 1)\,mbr^{m-2} = 0, \tag{4.118}$$

de unde

$$m = -1 \tag{4.119}$$

(deoarece pentru ca e^{η} să fie o funcție de r, nici m și nici b nu trebuie să fie nuli). Soluția ecuației diferențiale va fi deci

$$e^{\eta} = a + \frac{b}{r}, \tag{4.120}$$

unde a și b sînt două constante de integrare; constanta a este egală cu unitatea deoarece pentru $r \to \infty$, $e^{\eta} = 1$, de unde

$$e^{-\lambda} = e^{\eta} = 1 + \frac{b}{r}\cdot \tag{4.121}$$

Se exprimă ușor și constanta b *presupunînd că la mare distanță de corpul M acționează legea gravitației a lui Newton* [122]. Rezultă

$$e^{\eta} = g_{44} = 1 + \frac{\Phi}{c^2} = 1 - \frac{GM}{rc^2}. \qquad (4.122)$$

Din compararea relațiilor (4.121) și (4.122) se deduce valoarea constantei b

$$b = r_g = \frac{2GM}{c^2}, \qquad (4.123)$$

Această cantitate avînd dimensiunile unei lungimi a fost numită *raza gravitațională* r_g a corpului M și ea avea să joace un rol straniu și senzațional în cercetările cosmologice moderne (§ 8.3.).

Metrica spațio-temporală a lui Schwarzschild va putea fi scrisă deci astfel

$$ds^2 = -\frac{dr^2}{1 - \frac{r_g}{r}} - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta \, d\varphi^2) + \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) dt^2 \qquad (4.124)$$

în unități $c = 1$ și

$$ds^2 = -\frac{dr^2}{1 - \frac{r_g}{r}} - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta \, d\varphi^2) + \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) c^2 \, dt^2, \qquad (4.125)$$

în unități $c = c$.

Niciodată vreo altă formulă nu și-a căpătat atît de rapid celebritatea ca această soluție a ecuațiilor de cîmp ale lui Einstein, prima care a rezolvat coerent și riguros complicatul rebus relativist! Cu ajutorul ei efectele relativiste ale mișcării pot fi făcute compatibile cu rezultatele observației directe asupra mișcării planetare. Această lege relativistă a gravitației, care acționează în sistemul nostru solar ar putea fi enunțată astfel: *„Sub acțiunea unei mase sferice M, izolată și fără rotație, mișcarea unei mase infinit mici m, este definită de geodezica ds^2 a lui Schwarzschild“.*

Din punctul de vedere al mecanicii cerești cantitățile care figurează în expresia metricii Schwarzschild au semnificațiile următoare. Cele două variabile θ și φ sînt respectiv latitudinea și longitudinea masei infinit mici m, definite, conform concepției clasice, în raport cu un plan ecuatorial și unul meridian trecînd prin centrul O al masei centrale sferice M și avînd direcții fixe în raport cu stelele fixe (axe copernicane).

Variabila r nu este, riguros vorbind, raza vectoare clasică, care formează împreună cu unghiurile θ și φ sistemul obișnuit de axe polare, deoarece „spațiul“ din vecinătatea masei M este curbat, însă este foarte apropiată de aceasta; ea reprezintă încă raportul dintre lungimea circumferinței cu centrul în O, trecînd prin punctul m, dar nu poate fi prelungită pînă în acest centru O, ci numai pînă la o distanță mică r_g de centru, numită raza gravitațională (fig. 14). Cum pentru Soare raza gravitațională este

$$r_g = \frac{2GM}{c^2} = \frac{2 \cdot 6{,}67 \cdot 10^{-8} \cdot 2 \cdot 10^{33}}{9 \cdot 10^{20}} = 2{,}97 \cdot 10^{5} \text{ cm},$$

eroarea care se comite confundînd „raza relativistă“ cu raza vectoare clasică, în calculele de mecanică cerească, în care intervin distanțele planetare, este neglijabilă.

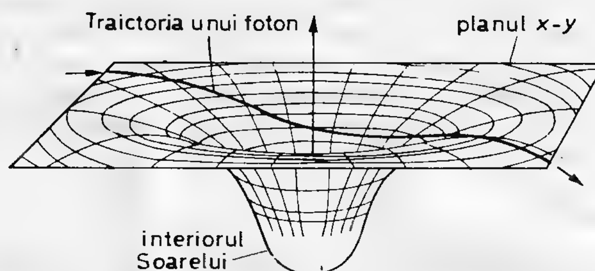


Fig. 14. Spațiul curb relativist în jurul unei mase M (Soarele). În relativitatea generală planetele nu sînt acționate de forțe gravitaționale, ele „cad" pur și simplu către Soare, alunecînd pe „planul" deformat de prezența Soarelui.

Variabila t, a cărui diferențială figurează în ds^2 al lui Schwarzschild, este ceea ce se numește „timpul cosmic", în opoziție cu „timpul propriu". Acesta din urmă depinde, conform cu conceptul relativist, de starea de repaus sau de mișcare a ceasornicului care îl înregistrează; timpul cosmic, t, este însă un timp absolut, conform noțiunii clasice și în cele ce urmează noi vom numi simplu variabila t, timpul. Dealtfel, în studiul traiectoriilor corpurilor cerești, care ne interesează în mod deosebit și în particular în calculul avansului de periheliu planetar, variabila t se elimină și interpretările diferite ale acestei variabile nu prezintă absolut nici o importanță.

Ecuația diferențială a traiectoriilor. De fapt ecuația diferențială relativistă a mișcării planetare în jurul unei mase centrale M este chiar ecuația geodezicelor riemanniene (4.82), deoarece, conform teoriei relativității generale, o planetă m este o particulă infinitezimală liberă (adică nesupusă nici unei forțe exterioare); dacă dăm drumul acestei particule pe suprafața curbă descrisă de ds^2 a lui Schwarzschild, ea va „cădea" pe această suprafață deformată de prezența masei M, fără să fie acționată de nici o forță activă și traiectoria ei va descrie geodezica acestei suprafețe. Pentru a obține totuși o expresie semnificativă a acestei mișcări, va trebui să particularizăm ecuația geodezicelor riemanniene la condițiile concrete ale spațiului gravitațional din jurul masei centrale M, adică ale spațiu-timpului Schwarzschild și această este ceea ce vom face în cuprinsul acestei secțiuni.

Mai întîi vom face o observație neconvențională care va avea legătură directă cu discuția noastră ulterioară. În teoria newtoniană a gravitației, mai concret, în formalismul său matematic, dimensiunile geometrice ale corpurilor nu joacă nici un rol; Soarele și planetele sînt reduse la puncte geometrice fără dimensiuni și prezența lor nu modifică, din punct de vedere geometric, în nici un fel spațiul în care ele se află; aceasta este desigur o simplificare grosolană a realității fizice observabile. În formalismul matematic al relativității generale corpurile materiale își fac simțită prezența nu numai prin masă intrinsecă, dar și prin dimensiuni intrinseci și anume prin raza lor gravitațională, r_g care determină așa-numita *sferă Schwarzschild*, și care conține masa M. Dacă în (4.125) facem $r_g = 0$, „spațiul" Schwarzschild devine un spațiu euclidian, adică un spațiu în care operează teoria gravitației a lui Newton cu corpurile sale matematice fără dimensiuni și fără să-l deranjeze în nici un fel; din acest punct de vedere, „geometric", am putea spune că prin condiția $r_g = 0$ regăsim chiar teoria newtoniană a gravitației.

Dar nu numai în relația lui Schwarzschild, ci în toate formulele relativității generale anularea razei gravitaționale conduce practic la regăsirea acelorași condiții newtoniene. Superioritatea teoriei lui Einstein considerată din acest punct de vedere fizic, constă în primul rînd — după părerea noas-

tră — în aceea că ea transformă fantomele corpurilor materiale din teoria lui Newton, în corpuri adevărate, avînd *nu numai masă, dar şi dimensiuni*. Acest pas relativist în direcţia apropierii de realitatea observabilă este imens pentru teoria gravitaţiei în general, dar este totuşi mic în raport cu necesităţile acestei realităţi observabile. Sfera Schwarzschild a Soarelui este (4.126) de numai ... 3 km, a Pămîntului de circa ... 0,5 cm, ş.a.m.d. De unde se vede că mai sînt încă mulţi paşi de făcut în acest domeniu al teoriei gravitaţiei, pînă cînd ceea ce vedem va corespunde cu ceea ce ne furnizează teoria.

Revenind la traiectoria-geodezică relativistă a mişcării planetare, vom spune că ea poate fi obţinută foarte simplu şi elegant prin mijloacele calculului tensorial* prin particularizarea relaţiei (4.82), din care rezultă apoi direct formula avansului de periheliu. Vom utiliza totuşi un alt procedeu, mai apropiat de mijloacele uzuale ale mecanicii cereşti, care ne va permite să obţinem o formă a ecuaţiei diferenţiale a traiectoriilor, din care se rezultă şi alte corecţii planetare relativiste, formă pe care o vom regăsi ulterior conform teoriei gravitaţiei pe care o vom dezvolta în continuarea lucrării noastre. Această posibilitate de a obţine ecuaţiile relativităţii generale prin mai multe procedee clasice diferite, dar echivalente, se datorează faptului că, spre deosebire de interpretările fizice neconvenţionale ale acestei teorii, aparatul său matematic nu îi este strict specific, aşa cum ar fi, de exemplu, cel folosit de mecanica cuantică, ci este unul convenţional.

Să aplicăm principiul variaţional (§ 9.4), $\delta\int ds = 0$, metricii Schwarzschild, luînd timpul t ca variabilă independentă. Vom avea:

$$\delta\int ds = \delta\int\sqrt{c^2 - \frac{2\theta_N}{r} - r^2(\dot\theta^2 + \sin^2\theta\dot\varphi^2) - \frac{\dot r^2}{1 - \frac{2\theta_N}{c^2 r}}}\,dt = 0 \tag{4.126}$$

unde $\dot r, \dot\theta, \dot\varphi$ reprezintă derivatele coordonatelor sferice r, θ, φ în raport cu timpul, iar $\theta_N = GM$. Notăm cu f funcţia generală

$$f = \frac{ds}{dt} = \sqrt{c^2 - \frac{2\theta_N}{r} - r^2(\dot\theta^2 + \sin^2\theta\dot\varphi^2) = \frac{\dot r^2}{1 - \frac{2\theta_N}{c^2 r}}}. \tag{4.127}$$

După cum se ştie, integrarea unei funcţii generale

$$\int f(x, y, y_1, y_2, \ldots, y_n; \dot y_1, \dot y_2, \ldots, \dot y_n)\,dx \tag{4.128}$$

permite uşor obţinerea a două integrale prime din ecuaţiile lui Euler, în următoarele două cazuri:

1) funcţia f nu conţine una dintre funcţiile y_i şi atunci

$$\frac{\partial f}{\partial y} = \text{const}; \tag{4.129}$$

2) funcţia f nu conţine variabila x şi atunci

$$f - \dot y_1\frac{\partial f}{\partial \dot y_1} - \dot y_2\frac{\partial f}{\partial \dot y_2} - \ldots - \dot y_n\frac{\partial f}{\partial \dot y_n} = \text{const.} \tag{4.130}$$

---

* H. Andrillat, *Introduction a l'étude des Cosmologies*, Librairie Armand Colin, Paris, 1970

Observăm că funcția φ nu figurează în relația (4.126) decît prin diferențiala $d\varphi$, astfel că putem scrie

$$\frac{1}{2}\frac{\partial f}{\partial \varphi} = \frac{r^2 \sin^2\theta\dot{\varphi}}{\sqrt{c^2 - \frac{2\theta_N}{r} - r^2(\dot{\theta}^2 + \sin^2\theta\dot{\varphi}^2) - \frac{\dot{r}^2}{1 - \frac{2\theta_N}{c^2 r}}}} = \text{const.} \tag{4.131}$$

Dacă valoarea inițială $\dot{\varphi}_0$ este nulă, constanta va fi nulă în tot timpul mișcării. Se vede deci că, oricînd, mișcarea se va face într-un plan determinat de centrul O al mișcării și de viteza inițială a particulei, la fel ca în legile lui Kepler. Alegînd acest plan al mișcării, ecuația (4.126) devine

$$\delta\int ds = \sqrt{c^2 - \frac{2\theta_N}{r} - \frac{\dot{r}^2}{1 - \frac{2\theta_N}{c^2 r}} - r^2\dot{\theta}^2}\, dt = 0. \tag{4.132}$$

Ecuațiile lui Euler permit evidențierea a încă două integrale prime relativ la variabilele r și θ. Astfel, conform cu (4.129), putem scrie

$$\frac{\partial f}{\partial \theta} = \frac{-r^2\dot{\theta}}{\sqrt{c^2 - \frac{2\theta_N}{r} - \frac{\dot{r}^2}{1 - \frac{2\theta_N}{c^2 r}} - r^2\dot{\theta}^2}} = \text{const} = \frac{A}{c} \tag{4.133}$$

și, conform cu (4.130),

$$f - \Sigma\, \dot{y}_i \frac{\partial f}{\partial \dot{y}_i} = \sqrt{c^2 - \frac{2\theta_N}{r} - \frac{\dot{r}^2}{1 - \frac{2\theta_N}{c^2 r}} - r^2\dot{\theta}^2} +$$

$$+ \frac{\frac{\dot{r}^2}{1 - \frac{2\theta_N}{c^2 r}} + r^2\dot{\theta}^2}{\sqrt{c^2 - \frac{2\theta_N}{r} - \frac{\dot{r}^2}{1 - \frac{2\theta_N}{c^2 r}} - r^2\dot{\theta}^2}} = \text{const} \tag{4.134}$$

sau

$$\frac{c^2 - \frac{2\theta_N}{r}}{\sqrt{c^2 - \frac{2\theta_N}{r} - \frac{\dot{r}^2}{1 - \frac{2\theta_N}{rc^2}} - r^2\dot{\theta}^2}} = \text{const} = B. \tag{4.135}$$

Ecuația (4.133) poate fi scrisă astfel

$$\frac{r^2\dot{\theta}}{\frac{ds}{dt}} = \frac{A}{c} = \text{const}, \tag{4.136}$$

sau

$$r^2\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}s} = \frac{A}{c} = \text{const}; \tag{4.137}$$

din compararea cu constanta ariilor a mișcării eliptice

$$r^2\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t} = \text{const}, \tag{4.138}$$

rezultă că mișcarea planetară în spațiu-timpul Schwarzschild respectă cu rigurozitate legea fundamentală a lui Kepler deoarece (§ 4.3.2) $\mathrm{d}s$ este întotdeauna un interval de timp într-un sistem de referință care se mișcă cu particula în fiecare moment (coordonate *comobile*). În spațiul euclidian însă legea ariilor nu mai este respectată: într-adevăr, din (4.133) și (4.135) obținem relația

$$r^2\dot{\theta} = r^2\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t} = \frac{A}{cB}\left(c^2 - \frac{2\theta_N}{r}\right) = \frac{Ac}{B}\left(1 - \frac{2\theta_N}{c^2 r}\right), \tag{4.139}$$

care arată că cantitatea $r^2\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}t$ variază cu distanța r. Variația este foarte mică, ea devine, de exemplu, la distanța $r = 4{,}6 \cdot 10^{12}$ cm de centrul Soarelui egală cu $2/3 \cdot 10^{-7}$, adică cu mult mai mică decît unitatea, astfel încît neglijarea ei în calculele actuale de mecanică cerească este absolut justificată. Să reținem totuși această constatare de principiu că în spațiul newtonian „constanta" ariilor variază, conform relativității generale, cu distanța heliocentrică; aceeași constatare o vom găsi și conform teoriei pe care o vom dezvolta în continuarea acestei lucrări.

Faptul că există o variație de proveniență relativistă a constantei ariilor în spațiul euclidian presupune — conform concepțiilor clasice, care rămîn perfect valabile într-un astfel de spațiu — o forță capabilă să accelereze particulele pe traiectoriile lor (cap. 2), adică *o forță corectivă la forța centrală newtoniană, care să aibă cel puțin o componentă tangentă la traiectorie în sensul mișcării*. În spațiul riemannian, specific relativității generale, nu există — după cum se vede (4.137) — o astfel de forță. Rezultă și de aici echivalența deplină a celor două procedee, clasic și relativist — echivalență pe care o vom concretiza și mai mult în continuare.

Putem scrie ecuația (4.135) astfel

$$\frac{\dot{r}^2}{1 - \dfrac{2\theta_N}{c^2 r}} + r^2\dot{\theta}^2 = c^2 - \frac{2\theta_N}{r} - \frac{c^2 - \dfrac{2\theta_N}{r}}{B^2}, \tag{4.140}$$

încît să se observe o anumită analogie cu ecuația forțelor vii din mișcarea eliptică

$$v^2 = \left(\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}\right)^2 + r^2\left(\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}\right)^2 = \frac{2\theta_N}{r} + 2h. \tag{4.141}$$

Pentru a forma ecuația diferențială a mișcării va fi suficient să eliminăm diferențiala $\mathrm{d}t$ între ecuațiile (4.139) și (4.140); la fel ca în procedeul clasic, ecuația diferențială a traiectoriei se formează din integrala ariilor și a forțe-

lor vii. Se obține astfel ecuația fundamentală a mișcării, conform relativității generale

$$\left[\frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{d\theta}\right]^2 = \frac{2\theta_N}{c^2}\frac{1}{r^3} - \frac{1}{r^2} + \frac{2\theta_N}{A^2 r} + \frac{B^2 - C^2}{A^2}. \qquad (4.142)$$

Spre comparație, retranscriem mai jos ecuația newtoniană corespunzătoare mișcării planetare

$$\left[\frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{d\theta}\right]^2 = -\frac{1}{r^2} + \frac{2\theta_N}{rC^2} + \frac{2h}{C^2}, \qquad (4.143)$$

unde C reprezintă constanta ariilor. Observăm că, făcînd abstracție de constantele de integrare, singura diferență dintre cele două ecuații ale mișcării constă în prezența unui factor corectiv variind invers proporțional cu cubul distanței r, în ecuația relativistă. Deoarece termenul $2\theta_N/c^2$ are o valoare relativ mică, singurul efect mai important asupra mișcării planetare va fi apariția unui mic avans de periheliu al orbitei eliptice newtoniene.

Corecțiile relativiste ale mișcării planetare. Avansul de periheliu. Vom integra ecuația (4.142) prin cvadratură.

Notînd $1/r = u$, putem scrie

$$\left(\frac{du}{d\theta}\right)^2 = P(u) \qquad (4.144)$$

cu

$$P(u) = \frac{2\theta_N}{c^2}u^3 - u^2 + \frac{2\theta_N}{A^2}u + \frac{B^2 - C^2}{A^2}, \qquad (4.145)$$

de unde deducem

$$\theta = \pm \int \frac{du}{\sqrt{P(u)}} + \text{const.} \qquad (4.146)$$

Cînd polinomul $P(u)$ este de ordinul al doilea, cvadratura se efectuează prin funcții circulare, așa cum se întîmplă în cazul ecuației newtoniene a mișcării; polinoamele de gradul al treilea necesită însă introducerea funcțiilor eliptice. Se demonstrează [44] că, în cazul care ne interesează, este suficient să efectuăm în ecuația (4.146) o cvadratură aproximativă.

Dacă α, β, γ sînt rădăcinile polinomului $P(u)$, avem

$$\theta = \pm \int \frac{du}{\sqrt{\frac{2\theta_N}{c^2}(u-\alpha)(u-\beta)(u-\gamma)}} + \text{const.} \qquad (4.147)$$

Notînd

$$\alpha = \frac{1}{a(1+e)}, \quad \beta = \frac{1}{a(1-e)} \qquad (4.148)$$

unde a = semiaxa mare a elipsei traiectorie și e = excentricitatea, și făcînd o schimbare de variabilă

$$u = \frac{1 + e\cos\omega}{a(1-e^2)} \qquad (4.149)$$

astfel încît u să varieze de la β la α cînd unghiul ω variază de la zero la 2π, vom putea scrie unghiul θ dintre razele vectoare a două treceri consecutive la periheliu

$$\theta = 2\int_0^{\pi} \frac{d\omega}{\sqrt{\dfrac{2\theta_N}{c^2}\left[\gamma - \dfrac{1+e\cos\omega}{a(1-e^2)}\right]}}. \tag{4.150}$$

Să înlocuim rădăcina γ în funcție de rădăcinile α și β, cu ajutorul expresiei sumei rădăcinilor polinomului $P(u)$

$$\gamma = \frac{c^2}{2\theta_N} - \alpha - \beta = \frac{c^2}{2\theta_N} - \frac{2}{a(1-e^2)}; \tag{4.151}$$

obținem

$$\theta = 2\int_0^{\pi} \frac{d\omega}{\sqrt{1 - \dfrac{6\theta_N}{c^2a(1-e^2)} - \dfrac{2\theta_N e\cos\omega}{c^2a(1-e^2)}}}. \tag{4.152}$$

Deoarece ultimii doi termeni de sub radical au valori mici în raport cu unitatea, putem dezvolta radicalul după relația

$$\frac{1}{\sqrt{1-q}} = 1 + \frac{1}{2}q + \ldots, \tag{4.153}$$

păstrînd numai primii doi termeni ai seriei. Avem astfel

$$\theta = 2\int_0^{\pi}\left[1 + \frac{3\theta_N}{c^2a(1-e^2)} + \frac{\theta_N e\cos\omega}{c^2a(1-e^2)}\right]d\omega \tag{4.154}$$

și

$$\theta = 2\pi\left[1 + \frac{3\theta_N}{c^2a(1-e^2)}\right]. \tag{4.155}$$

Unghiul dintre razele vectoare corespunzătoare la două treceri consecutive prin periheliul orbitei nu este deci 2π; în teoria relativității generale apare, în raport cu mișcarea eliptică newtoniană, un avans de periheliu a cărui valoare, pentru o revoluție, este dată de cantitatea suplimentară

$$\delta\theta = \frac{6\pi\theta_N}{c^2a(1-e^2)} = \frac{6\pi GM}{c^2a(1-e^2)}, \tag{4.156}$$

care reprezintă una dintre formulele celebre ale relativității generale.

Se cuvine să facem o precizare, și anume aceea că în relativitatea generală, adică în spațiul riemannian al acestei teorii, nu există de fapt nici un avans planetar de periheliu, deoarece acolo planetele se mișcă pe cunoscutele geodezice, care, în cazurile cîmpurilor cu simetrie sferică, sînt curbe închise. Un avans de periheliu al unei traiectorii eliptice presupune intrinsec și în general, o permanentă pivotare (alunecare) a elipsei traiectorie, care încetează astfel nu de a mai fi o curbă închisă (fig. 57). O asemenea situație nu se realizează în relativitatea generală; *avansul de periheliu determinat mai sus,*

apare numai în raport cu spațiul euclidian al teoriei newtoniene. Dar în acest spațiu euclidian sînt valabile conceptele clasice și nu cele ale relativității generale și, conform acestor concepte clasice, mișcarea suplimentară a periheliului nu poate fi datorată decît unei forțe corective la legea lui Newton; este vorba — după cum am văzut anterior (§ 3.5) — de o mică forță centrală suplimentară, capabilă să provoace avansul observat.

Prin urmare, *în acest spațiu euclidian, procedeul relativist este echivalent cu o forță corectivă centrală.* Dacă ținem cont și de forța corectivă revelată anterior cu ocazia discuției variației relativiste a constantei ariilor, deducem că *mișcarea gravitațională relativistă în spațiul riemannian, care respectă acolo legile lui Kepler, este perfect echivalentă cu mișcarea newtoniană în spațiul euclidian, la care se adaugă efectul a două forțe corective; una centrală, cealaltă tangentă la traiectorie.* Aceasta deoarece principial nu se pot compara coerent *direct* rezultatele de calcul a două teorii care operează în spații diferite, ci numai în baza unor relații de echivalență. Vom regăsi matematic exact valoarea acestor două forțe corective în § 4.4.

Să aplicăm această formulă în cazul concret al mișcării planetare. Vom observa că pentru determinarea avansului *secular* de periheliu, adică avansul total rezultat din adunarea avansurilor de periheliu ale fiecărei perioade de revoluție în jurul Soarelui, după scurgerea unui secol pămîntesc (circa 100 de revoluții terestre), trebuie să multiplicăm valoarea dată de (4.156) cu numărul de revoluții efectuate de o planetă dată într-un secol terestru, adică cu valoarea

$$\frac{36\,525}{T}, \tag{4.157}$$

unde T reprezintă durata în zile mijlocii a revoluției siderale. Rezultatele obținute astfel pentru cele patru planete telurice ale sistemului solar sînt trecute în tabelul 3.

Tabelul 3

Planeta	a	e	T	Avansul secular $\delta\theta$
Mercur	0,3871	0,2056	87,97 *d*	42,90″
Venus	0,7233	0,0068	224,70 *d*	8,62″
Pămînt	1,0000	0,0167	365,25 *d*	3,83″
Marte	1,5237	0,0933	686,98 *d*	1,35″

În acest tabel distanțele heliocentrice, a, sînt exprimate în funcție de distanța mijlocie Pămînt-Soare, luată ca unitate de distanță astronomică (1 unitate astronomică = 1 ua = $1{,}496 \cdot 10^{13}$ cm).

Se observă că valoarea avansului secular de periheliu în cazul planetei Mercur, calculată conform teoriei relativității generale, coincide cu valoarea de 43″/secol dedusă de Newcomb din observații. Acest rezultat a constituit un triumf necontestat și este considerat și în prezent *testul fundamental al valabilității absolute a teoriei relativității generale.*

Perioada mișcării. Pentru a determina complet mișcarea, va trebui să calculăm durata unei revoluții. Din (4.140) deducem

$$t = \frac{cB}{A}\int \frac{r^2\,\mathrm{d}\theta}{c^2 - \dfrac{2\theta_N}{r}} + \text{const.} \tag{4.158}$$

Fără a mai intra în amănuntele matematice ale acestei integrări, vom arăta că rezultatul final este următorul

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{a^3}{\theta_N}}\left(1 + \frac{3\theta_N}{ac^2}\right), \tag{4.159}$$

sau

$$T = T_N\left(1 + \frac{3\theta_N}{ac^2}\right), \tag{4.160}$$

unde T_N reprezintă perioada newtoniană a mişcării eliptice.

Corecţiile relativiste ale perioadei mişcării planetare, date de (4.160), sînt superioare erorilor probabile comise în prezent la măsurarea acestor perioade; de exemplu, în cazul planetei Pămînt corecţia este

$$\Delta T = \frac{3\theta_N}{ac^2}\, T_N \approx 2{,}97 \cdot 10^{-8}\, T_N. \tag{4.161}$$

Ele nu pot fi însă luate practic în consideraţie în prezent, ca test de verificare specifică a valabilităţii relativităţii generale, din cauza incertitudinilor care mai subzistă încă în determinarea distanţelor planetelor faţă de Soare.

Practic, singura corecţie adusă net de relativitatea generală teoriei newtoniene a marilor planete este avansul de periheliu. Această corecţie restabileşte un acord aproape absolut între teorie şi interpretarea observaţiilor date de Newcomb, în cazul mişcării lui Mercur. Or, tocmai în acest caz Newcomb a obţinut dezacordul cel mai cert al teoriei newtoniene în raport cu observaţiile.

Se observă totuşi că relativitatea generală nu explică deloc cel de al doilea dezacord notabil găsit de Newcomb în cunoscutul său tabel, anume avansul modului lui Venus şi nici circa cinci zecimi din avansul periheliului lui Marte. Cum nu s-a dispus de o teorie care să le poată explica, aceste dezacorduri au fost „anulate“ în felul următor: micşorînd cu puţin masa Pămîntului (aşa cum însuşi Newcomb a fost tentat să o facă, fără să îndrăznească însă) şi admiţînd că cea mai mare parte a avansului lui Marte s-ar datora centurii de asteroizi vecine (a cărei masă totală nici măcar nu este cunoscută cu o precizie cît de cît satisfăcătoare).

În prezent problema teoriei gravitaţiei în general şi problema mişcării planetare (care ne interesează în mod deosebit) în special, sînt considerate de mulţi teoreticieni ca fiind perfect rezolvate. Se admite practic, în mişcarea planetară, că prin trecerea de la clasica atracţie reciprocă newtoniană la relativitatea generală nu se introduc inegalităţi seculare nici axelor mari, nici excentricităţilor, nici longitudinilor şi nici înclinărilor orbitale, ci numai longitudinilor periheliilor şi longitudinilor medii ale epocilor. Aceste din urmă două inegalităţi seculare, date de relaţiile (4.156) şi (4.160), se adaugă pur şi simplu la corecţiile obţinute prin calculul metodei perturbaţiilor newtoniene, metodă discutată anterior.

O astfel de credinţă şi mai ales procedeul practic pe care ea îl presupune nu pare justificată nici de logica faptelor şi nici de logica intrinsecă a teoriei înseşi. Despre logica faptelor vom vorbi mai pe larg în capitolele următoare; despre cel de al doilea aspect vom vorbi în paragraful care urmează.

4.5. UN TEST NECONCLUDENT; AVANSUL DE PERIHELIU

Există mai multe unghiuri sub care putem privi sintetic și în perspectivă asupra teoriei gravitației a lui Einstein. Unul dintre acestea este exprimat de R. Feynman: „Relativitatea generală reprezintă încercarea lui Einstein de a pune de acord teoria gravitației (newtoniene, n.n.) cu caracterul vitezei finite de propagare a interacțiunii gravitaționale“. Într-adevăr, principiile fundamentale ale relativității restrînse și în special principiul constanței vitezei finite a luminii în raport cu sistemele inerțiale rămîn principii de bază și în teoria relativității generale.

Așa cum am arătat pe larg în § 4.3. din invarianța legii de propagare a luminii, $l = ct$, există oricînd posibilitatea unei duble interpretări: aceea a unei viteze c absolute și a unui timp relativ, t, care variază în funcție de viteza referențialului inerțial considerat (interpretarea relativistă), sau aceea a unui timp absolut și a unei viteze relative c de propagare a interacției, care variază în funcție de viteza referențialului inerțial considerat (interpretarea clasică): ambele aceste interpretări sînt egal îndreptățite, adică sînt complet echivalente.

Orice teorie a fizicii care preferă să acorde propagării luminii un rol fundamental în edificarea formalismului său matematic, nu poate evita alternativa unei interpretări clasice echivalente; dealtfel, nici nu ar fi de dorit o astfel de situație, care ar reduce efectiv posibilitățile investigație științifice. Se înțelege că teoria gravitației a lui Einstein, cu toate interpretările sale neconvenționale. nu poate fi nici ea o excepție de la o astfel de regulă generală.

Această concluzie, ca și altele asemenea, care rezultă din maniera concretă în care Einstein edifică formalismul matematic al teoriei sale, ne îndreptățesc să credem că *o interpretare clasică a relativității generale nu este numai legitimă, dar și efectiv posibilă*. Desigur, va trebui să fie vorba de o interpretare clasică completă, adică atît în ceea ce privește formalismul matematic (aceasta nu ridică nici o problemă. deoarece acest formalism matematic este clasic prin excelență), cît și în ceea ce privește interpretarea fizică a gravitației relativiste în chiar cadrul binecunoscutelor concepte newtoniene și al spațiului euclidian.

Pentru teoreticienii relativiști mai puțin preocupați de „amănunte“ concrete de mecanică cerească, afirmația noastră de mai sus va apărea probabil ca o adevărată blasfemie. Acestora va trebui să le reamintim că avansul de periheliu observat în raport cu mișcarea eliptică newtoniană (pe care o înlocuiește în relativitatea generală mișcarea în spațiu-timpul Schwarzschild) este, în cazul planetei Mercur, nu de 43"/secol, cît prezice teoria lui Einstein, ci de peste zece ori mai mare, adică 573"/secol! Știm bine că diferența 573 — — 43 = 530"/secol se datorează perturbațiilor provocate de atracția gravitațională a celorlalte planete ale sistemului solar și că ea poate fi calculată corect conform teoriei newtoniene a mișcării planetare perturbate, cu ajutorul sistemului de ecuații al lui Lagrange (3.26), dar cum ar putea fi ea calculată conform cu teoria lui Einstein?

Rezolvarea problemei mișcării planetare perturbate, conform cu interpretările axiomatice ale relativității generale s-a dovedit extrem de complicată și nu a putut fi obținută practic pînă în prezent, cu toate că au fost făcute numeroase încercări în acest sens (de Sitter, Droste, Weyl ș.a.). În figura 14 se prezintă, cu totul aproximativ, o imagine (mentală) a spațiului interplanetar al Soarelui descris de această teorie (soluția Schwarzschild).

Acest spațiu (nu o suprafață plană oarecare!) se curbează în jurul masei gravitaționale M, astfel că suprafața strîmbă striată reprezintă „planul“ x, y (raza z nu este figurată), iar diversele raze nu converg către centrul Soarelui, ci către „sfera Schwarzschild“, delimitată de raza gravitațională r_g. Între Soare și planete nu se exercită fizic nici un fel de forță gravitațională (mișcarea este inerțială!), planetele (puncte materiale fără dimensiuni, care nu deformează în nici un fel „planul“ x, y) „cad“ pur și simplu pe o astfel de suprafață deformată numai de masa M (ca pe un fel de plan înclinat), fără frecare, descriind în jurul Soarelui orbitele lor eliptice. O rază de lumină trecînd în apropierea Soarelui (linia groasă) urmărește întocmai această curbură a spațiului și este, în consecință, deviată de la traiectoria sa rectilinie, efect care poate fi măsurat.

Acțiunea gravitațională a unei mase M este redusă deci, în relativitatea generală, la „deformarea locală a spațiului“ în jurul acestei mase. Pentru a rezolva problema mișcării perturbate cele nouă planete ale sistemului solar nu mai pot fi considerate puncte materiale, ci corpuri avînd dimensiuni finite, date de propria lor rază gravitațională. În aceste condiții suprafața x, y va deveni foarte accidentată, deoarece vor trebui considerate și deformările spațiale introduse de prezența maselor planetare; problema se complică și mai mult deoarece aceste noi deformații nu sînt fixe, ci au mișcări diferite în jurul Soarelui. Imaginea intuitivă a mișcării perturbate în relativitatea generală ar fi foarte apropiată de aceea a unui joc mecanic, în care o bilă avînd un impuls inițial se mișcă pe o suprafață strîmbă, plină de gropi de tot felul, care se mișcă necontenit; suprafața va fi bineînțeles gaussiană, iar deformările locale vor fi datorate maselor în mișcare ale diverselor planete ale sistemului solar și a Soarelui însuși. Probabil că în viitor traiectoria perturbată a unei astfel de bile va putea fi calculată în cadrul unei teorii coerente a mișcării, dar, așa cum am spus, o asemenea performanță nu s-a realizat pînă în prezent.

Pe de altă parte nu se poate considera pur și simplu că rezultatele obținute în cadrul teoriei newtoniene a mișcării perturbate reprezintă, în primă aproximație, chiar rezultatele relativității generale și că aceste rezultate ar deveni absolut exacte prin adăugarea corecției relativiste a avansului de periheliu. Din păcate, acest inconsistent punct de vedere este foarte răspîndit, dar aceasta nu îl face cu nimic mai coerent. Este drept că Einstein (§ 4.4.1) a arătat (prin analogie) că ecuațiile newtoniene ale mișcării sînt, la limită, identice cu ale relativității generale, dar aceasta se referă numai la mișcarea eliptică și nu la cea perturbată, care prezintă aspecte calitative noi. Pentru a-și putea adjudeca legitim cele 530 "/secol din avansul periheliului lui Mercur, relativitatea generală va trebui să rezolve mai întîi problema mișcării perturbate.

De fapt această problemă a fost rezolvată, și încă complet, dar printr-o interpretare strict ... clasică a acestei nonconformiste teorii, în cadrul binecunoscutelor concepte newtoniene și a spațiului euclidian. Ea a venit din partea unor savanți relativiști de mare renume, unul dintre ei fiind Sir A. Eddington, preocupați mai mult de rigoarea și coerența intrinsecă a teoriei decît de interpretările sale senzaționale. În cele ce urmează vom prezenta această rezolvare, care, pe lîngă valoarea sa intrinsecă, o are și pe aceea de a ilustra în modul cel mai concret cu putință faptul că nu numai în relativitatea restrînsă, dar și în cea generală, există aceleași două posibilități echivalente de a interpreta aceleași fenomene fizice și că aceste posibilități sînt efectiv exploatate în cercetarea științifică nedogmatică.

Să începem prin a forma în mişcarea plană relativistă considerată în capitolul anterior, ecuaţiile diferenţiale de ordinul doi între variabilele r şi θ. Pentru aceasta va fi suficient să eliminăm constantele A şi B între relaţiile relativiste (4.139) şi (4.140), pe care le retranscriem mai jos

$$r^2\dot{\theta} = \frac{A}{cB}\left(c^2 - \frac{2\theta_N}{r}\right), \tag{4.162}$$

$$\frac{\dot{r}^2}{1 - \frac{2\theta_N}{c^2 r}} + r^2\dot{\theta}^2 = c^2 - \frac{2\theta_N}{r} - \frac{\left(c^2 - \frac{2\theta_N}{r}\right)^2}{B^2}. \tag{4.163}$$

Vom obţine astfel, împreună cu Droste [44],

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(r^2\dot{\theta}) = \frac{2\theta_N \dot{r}\dot{\theta}}{c^2 - \frac{2\theta_N}{r}}, \tag{4.164}$$

şi

$$\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 = -\frac{\theta_N}{r^2}\left(1 - \frac{2\theta_N}{c^2 r} - \frac{3\dot{r}^2}{c^2 - \frac{2\theta_N}{r}}\right) - \frac{2\theta_N\,\dot{\theta}^2}{c^2}. \tag{4.165}$$

Să retranscriem aceste ecuaţii în coordonate carteziene x, y, ţinînd cont de relaţiile de transformare uzuale $x = r\cos\theta$, $y = r\sin\theta$. Vom avea, de exemplu, pentru coordonata x

$$\begin{aligned} x &= r\cos\theta, \\ \dot{x} &= \dot{r}\cos\theta - r\sin\theta\dot{\theta}, \\ \ddot{x} &= (\ddot{r} - r\dot{\theta}^2)\cos\theta - (r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta})\sin\theta. \end{aligned} \tag{4.166}$$

Prin eliminarea mărimilor $\cos\theta$ şi $\sin\theta$ între aceste trei ecuaţii obţinem

$$\ddot{x} = (\ddot{r} - r\dot{\theta}^2)\frac{x}{r} + (r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta})\frac{\dot{x} - \frac{\dot{r}x}{r}}{r\dot{\theta}}. \tag{4.167}$$

Procedînd similar şi pentru coordonata y şi substituind în ecuaţiile x şi y expresiile

$$\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 \quad \text{şi} \quad r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta} = \frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(r^2\dot{\theta}), \tag{4.168}$$

rezultate din relaţiile (4.164) şi (4.165), obţinem în final ecuaţiile mişcării relativiste, scrise în coordonate carteziene

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} &= -\frac{\theta_N x}{r^3}\left(1 - \frac{2\theta_N}{c^2 r} + \frac{2v^2}{c^2} - \frac{2\dot{r}^2}{c^2} - \frac{\dot{r}^2}{c^2 - \frac{2\theta_N}{r}}\right) + \frac{2\theta_N \dot{r}\dot{x}}{r^2\left(c^2 - \frac{2\theta_N}{r}\right)}, \\ \frac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}t^2} &= -\frac{\theta_N y}{r^3}\left(1 - \frac{2\theta_N}{c^2 r} + \frac{2v^2}{c^2} - \frac{2\dot{r}^2}{c^2} - \frac{\dot{r}^2}{c^2 - \frac{2\theta_N}{r}}\right) + \frac{2\theta_N \dot{r}\dot{y}}{r^2\left(c^2 - \frac{2\theta_N}{r}\right)}, \end{aligned} \tag{4.169}$$

unde

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}, \tag{4.170}$$

$$\dot{r} = \frac{x\dot{x} + y\dot{y}}{\sqrt{x^2 + y^2}}, \tag{4.171}$$

$$v = \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2}, \tag{4.172}$$

și

$$\theta_N = GM. \tag{4.173}$$

Se observă că pentru $c \to \infty$ ecuațiile relativiste se reduc la ecuațiile newtoniene ale mișcării gravitaționale. Se observă, de asemenea, că mișcarea relativistă descrisă de ecuațiile (4.168) poate fi interpretată ca făcîndu-se în spațiul clasic euclidian, sub influența atracției newtoniene a punctului O de masă M (adică invers proporțional cu pătratul distanței), de valoare algebrică $-\theta_N/r^2$ pe raza vectoare, la care se adaugă două forțe corective și anume:

1) *o forță corectivă dirijată după raza vectoare* și avînd valoarea algebrică

$$-\frac{\theta_N}{r^2}\left(-\frac{2\theta_N}{c^2 r} + \frac{2v^2}{c^2} - \frac{2\dot{r}^2}{c^2} - \frac{\dot{r}^2}{c^2 - \frac{2\theta_N}{r}}\right);$$

2) *o forță corectivă dirijată după tangenta la traiectorie*, în sensul îndepărtării de centrul de atracție și avînd valoarea absolută

$$\frac{2\theta_N |\dot{r}| v}{r^2\left(c^2 - \frac{2\theta_N}{r}\right)}.$$

Iată, așadar, același mecanism clasic, intuitiv și verificat de secole care acționează și în relativitatea generală, atunci cînd ea revine pe terenul ferm al spațiului euclidian: două forțe corective la legea gravitației a lui Newton, dintre care una centrală, iar cealaltă tangentă la traiectorie. Această interpretare strict clasică a fost dată pentru prima dată de unul dintre promotorii de frunte ai teoriei relativității generale, Sir A. Eddington [72], care nu numai că a înțeles, promovat și profesat încă de la început această teorie, dar a fost primul care a dat o verificarea practică directă concluziilor sale teoretice (devierea razelor luminoase care trec prin vecinătatea discului Soarelui), făcînd în acest scop o obositoare și costisitoare expediție pînă la Sobral, în nordul Braziliei. pentru a observa eclipsa totală de Soare din 29 mai 1919.

De fapt o asemenea interpretare nu este singulară nici în sensul că ea ar aparține numai lui Eddington și nici în sensul că ea ar privi numai teoria relativității generale. După cum a demonstrat Lense cu propria sa teorie a gravitației, presupunerea că legea lui Newton ar acționa într-un spațiu cu mai mult de trei dimensiuni este echivalentă cu presupunerea unor forțe corective la aceeași lege acționînd în spațiul euclidian (cap. 3). În relativitatea restrînsă presupunerea că legea lui Coulomb acționează în spațiul cvadridimensional al lui Minkovski, este echivalentă cu presupunerea unei forțe corective (forța Lorentz!) acționînd în spațiul euclidian ș.a.m.d.

Trebuie să subliniem în mod deosebit faptul că relațiile (4.168) nu sînt inventate special pentru a crea o alternativă clasică la interpretarea „pur“ relativistă, care să împieteze asupra frumuseții interne a teoriei; ele sînt *relații intermediare uzuale* pe care le vom dezvolta în continuare și care permit obținerea ecuațiilor diferențiale între elementele osculatoare ale planetelor

conform relativității generale, adică a analogului relativist al ecuațiilor Lagrange din teoria perturbațiilor.

În teoria de „tip clasic" a gravitației pe care o vom dezvolta în continuarea acestei lucrări plecînd de la un model fizic real (modelul galactic), mai complet decît modelul sistemului solar care stă la baza legilor lui Kepler și — direct sau indirect — la baza tuturor teoriilor actuale ale gravitației, *noi vom revela „din fenomene" două forțe corective la legea lui Newton, care vor avea exact aceeași orientare ca forțele corective ale relativității generale.* De aceea cititorul nu ar trebui să fie deloc surprins atunci cînd vom regăsi pas cu pas, conform teoriei noastre, efectele cele mai specifice ale teoriei relativității, cu atît mai mult cu cît *forțele noastre corective sînt și sub aspect cantitativ echivalente cu cele relativiste.*

Într-adevăr, așa cum vom vedea mai departe (§ 11.3) raportul dintre valoarea forțelor noastre corective și forța gravitațională newtoniană, adică „tăria" lor relativă, este de ordinul 10^{-8}. Dacă considerăm rapoartele dintre forțele corective relativiste și forța gravitațională newtoniană — θ_N/r^2 vom obține (considerînd separat cele patru „componente" ale forței corective centrale) valorile absolute

$$\frac{2\theta_N}{c^2 r},\quad \frac{2v^2}{c^2},\quad \frac{2\dot{r}^2}{c^2},\quad \frac{\dot{r}^2}{c^2-\frac{2\theta_N}{r}},\quad \frac{2|\dot{r}|v}{r^2\left(c^2-\frac{2\theta_N}{r}\right)}.$$

Ultimele patru dintre aceste rapoarte au ordinul de mărime v^2/c^2 sau sînt inferioare acestui ordin de mărime, deoarece $|\dot{r}|$ este inferior sau egal cu v. Pe de altă parte, deoarece mișcările planetelor și sateliților sînt cvasicirculare, raportul dintre pătratul vitezei, v^2, și cantitatea θ_N/r este egal cu unitatea. Rezultă că cele cinci rapoarte considerate mai sus au cel mult ordinul de mărime $\theta_N/c^2 r$ sau v^2/c^2, adică aproximativ 10^{-8}, la nivelul traiectoriei Pămîntului ($v = 3 \cdot 10^6$ cm/s), adică au aceeași valoare ca și în cazul propriilor noastre forțe corective.

Tentativa noastră nu ar trebui să fie privită apriori ca dorind să substituie o teorie de tip clasic, teoriei relativității generale, ci, dimpotrivă, ca o confirmare fizică cu fertile implicații ale acestei teorii relativiste, care, indirect, a reușit să utilizeze cu anticipație, prin calcul, forțele corective necesare legii lui Newton pentru a interpreta corect mișcarea observată, forțe pe care numai știința zilelor noastre ne permite să le revelăm fizic, prin experimente directe. A menține cu orice preț această genială teorie strict în cadrul axiomatic inițial, refuzîndu-i *ab initio* orice contingențe cu spațiul fizic înconjurător, măsurabil și experimentabil, înseamnă — după părerea noastră — a o condamna la speculații teoretice din ce în ce mai puțin eficiente, rupte din ce în ce mai mult de marile probleme concrete pe care dezvoltarea științifică și tehnică actuală le pune și care așteaptă răspunsuri adecvate.

Revitalizarea relativității generale, în primul rînd prin descifrarea sensurilor concrete, fizice, ascunse (dar presupuse) de formalismul său matematic sofisticat (aceasta nu exclude în nici un fel dezvoltarea în continuare a acestui formalism care s-a dovedit foarte penetrant), nu este numai posibilă, dar și absolut necesară, în primul rînd în beneficiul teoriei înseși. Aceasta, ca să dăm numai un singur exemplu, deoarece rezolvarea problemei avansului de periheliu al lui Mercur „cea mai sigură dintre confirmările experimentale ale relativității generale" (Max von Laue) nu mai constituie de mult un test cît de cît concludent. Nu numai relativitatea generală și (așa cum vom vedea) teoria noastră, prezic un avans de periheliu conform cu valoarea stabilită de

Newcomb, ci *o infinitate de diferite legi corective la legea lui Newton dau exact aceeași relație matematică a avansului planetar de periheliu ca și teoria lui Einstein și, în consecință, exact aceleași valori cantitative.* Vom demonstra în subsidiar această afirmație, urmînd în continuare calea care ne va conduce la analogul relativist al ecuațiilor Lagrange.

În sistemul de ecuații diferențiale (4.168) să considerăm cantitatea $1/c^2$ ca parametru variabil. Cînd acest parametru are valoarea zero, adică dacă $c \to \infty$, cele două ecuații se reduc la cunoscutele ecuații newtoniene

$$\ddot{x} = \frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{\theta_N x}{r^3}, \qquad \ddot{y} = \frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{\theta_N y}{r^3}. \tag{4.174}$$

După o teoremă a lui Poincaré, soluțiile ecuațiilor (4.168) sînt funcții continue de parametrul $1/c^2$ și ecuațiile pot fi dezvoltate după puterile întregi și pozitive ale acestui parametru. Este suficient să oprim dezvoltările la termenii de ordinul unu în $1/c^2$ și, în consecință, să reducem cele două expresii $c^2 - 2\theta_N/r$, care figurează la numitor, la primul termen, c^2. Sistemul (4.168) va putea fi scris astfel

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{\theta_N x}{r^3}\left(1 - \frac{2\theta_N}{c^2 r} + \frac{2v^2}{c^2} - \frac{3\dot{r}^2}{c^2}\right) + \frac{2\theta_N \dot{r}\dot{x}}{c^2 r^2},$$
$$\frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{\theta_N y}{r^3}\left(1 - \frac{2\theta_N}{c^2 r} + \frac{2v^2}{c^2} - \frac{3\dot{r}^2}{c^2}\right) + \frac{2\theta_N \dot{r}\dot{y}}{c^2 r^2}. \tag{4.175}$$

Să considerăm, într-o manieră mai generală, următorul sistem de ecuații, analog sistemului (4.175)

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{\theta_N x}{r^3}\left(1 - \frac{2\alpha\theta_N}{c^2 r} + \frac{2\beta v^2}{c^2} - \frac{3\gamma\dot{r}^2}{c^2}\right) + \frac{2\lambda\theta_N \dot{r}\dot{x}}{c^2 r^2},$$
$$\frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{\theta_N y}{r^3}\left(1 - \frac{2\alpha\theta_N}{c^2 r} + \frac{2\beta v^2}{c^2} - \frac{3\gamma\dot{r}^2}{c^2}\right) + \frac{2\lambda\theta_N \dot{r}\dot{y}}{c^2 r^2}, \tag{4.176}$$

unde α, β, γ, λ reprezintă patru constante de ordinul primelor numere întregi. Această generalizare simplă permite să strîngem în aceleași relații matematice nu numai mișcările conform metricilor relativiste, deduse de diverși autori (Schwarzschild, de Sitter, C. Runge, Weyl ș.a.), din ecuațiile de cîmp ale lui Einstein, dar și pe cele datorate legilor de forțe corective la legea lui Newton, propuse în stil clasic de diverși autori, înainte sau după apariția relativității generale, dintre care unele au fost deja prezentate în § 3.2.

În cazul general, prin adăugarea unor forțe corective la legea lui Newton, ecuațiile (4.174) devin

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{\theta_N}{r^3} + X, \qquad \frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{\theta_N}{r^3} + Y, \qquad \frac{d^2z}{dt^2} = -\frac{\theta_N}{r^3} + Z, \tag{4.177}$$

unde $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, iar cele trei componente X, Y, Z ale forțelor corective sînt mici în raport cu atracția newtoniană. Aceste componente pot fi derivatele parțiale ale unei aceleiași funcții $R(x, y, z)$ și forța corectivă va deriva dintr-o funcție de forță sau pot fi funcții oarecari. Dacă forța corectivă derivă dintr-o funcție de forță, ecuațiile Lagrange pentru sistemul (4.177) are aceeași formă cu cele date de (3.26); dacă însă forța corectivă nu derivă dintr-o funcție de forțe, fiecare derivată parțială a funcției $R(x, y, z)$, ca de exemplu $\partial R/\partial\alpha$, trebuie înlocuită prin expresia

$$R_\alpha = X\frac{\partial x}{\partial\alpha} + Y\frac{\partial y}{\partial\alpha} + Z\frac{\partial z}{\partial\alpha}. \tag{4.178}$$

Sistemul Lagrange (3.26), în care apar derivatele elementelor osculatoare în raport cu timpul, este înlocuit în mecanica cerească — din rațiuni practice — cu un sistem echivalent, în care aceste derivate apar nu în funcție directă de timp, ci în funcție de așa-numita *anomalie excentrică* u, care este o funcție implicită de timp și este definită de ecuația lui Kepler

$$u = e \sin u = nt + l_0 - \bar{\omega} \tag{4.179}$$

(diversele mărimi au semnificațiile discutate în § 3.2). Vom folosi în continuare această nouă variabilă u și următoarele relații de transformare ale mecanicii cerești (ne vom limita — pentru simplificarea discuției — la cazul mișcării plane)

$$\begin{aligned} x &= a(\cos u - e)\cos\bar{\omega} - a\sqrt{1-e^2}\sin u \sin\bar{\omega},\\ y &= a(\cos u - e)\sin\bar{\omega} + a\sqrt{1-e^2}\sin u\cos\bar{\omega},\\ r &= \sqrt{x^2+y^2} = a(1 - \cos u),\\ n &= \sqrt{\frac{\theta_N}{r^3}}. \end{aligned} \tag{4.180}$$

Printr-o asemenea transformare, sistemul Lagrange (3.26) devine în cazul mișcării plane (adică neglijînd înclinarea i și longitudinea nodului Ω

$$\frac{\mathrm{d}a}{\mathrm{d}u} = \frac{2(1 - e\cos u)}{n^2 a} R_{l_0}, \tag{4.181}$$

$$\frac{\mathrm{d}e}{\mathrm{d}u} = -\frac{\sqrt{1-e^2}(1 - e\cos u)}{n^2a^2e} R_{\bar{\omega}} - \frac{\sqrt{1-e^2}(1-\sqrt{1-e^2})(1 - e\cos u)}{n^2a^2e} R_{l_0},$$

$$\frac{\mathrm{d}\bar{\omega}}{\mathrm{d}u} = \frac{\sqrt{1-e^2}(1 - e\cos u)}{n^2a^2e} R_e,$$

$$\frac{\mathrm{d}l_0}{\mathrm{d}u} = -\frac{2(1 - e\cos u)}{n^2 a} R_a + (1 - \sqrt{1-e^2})\frac{\mathrm{d}\bar{\omega}}{\mathrm{d}u}.$$

Ținînd cont de relația (4.178) și de faptul că componentele X, Y, Z ale forțelor corective sînt, în cazul general,

$$X = \frac{\theta_N x}{r^3}\left(\frac{2\alpha\theta_N}{c^2 r} - \frac{2\beta v^2}{c^2} + \frac{3\gamma \dot{r}^2}{c^2}\right) + \frac{2\lambda\theta_N \dot{r}\dot{x}}{c^2 r^2},$$

$$Y = \frac{\theta_N y}{r^3}\left(\frac{2\alpha\theta_N}{c^2 r} - \frac{2\beta v^2}{c^2} + \frac{3\gamma \dot{r}^2}{c^2}\right) + \frac{2\lambda\theta_N \dot{r}\dot{y}}{c^2 r^2}, \tag{4.182}$$

$$Z = 0,$$

sistemul (4.181) devine

$$\frac{\mathrm{d}a}{\mathrm{d}u} = \frac{2(1 - e\cos u)}{n^2 a}\left(X\frac{\partial x}{\partial l_0} + Y\frac{\partial y}{\partial l_0}\right),$$

$$\frac{\mathrm{d}e}{\mathrm{d}u} = -\frac{\sqrt{1 - e^2}\,(1 - e\cos u)}{n^2 a^2 e}\left(X\frac{\partial x}{\partial \omega} + Y\frac{\partial y}{\partial \omega}\right) -$$

$$- \frac{\sqrt{1 - e^2}\,(1 - \sqrt{1 - e^2})\,(1 - e\cos u)}{n^2 a^2 e}\left(X\frac{\partial x}{\partial l_0} + Y\frac{\partial y}{\partial l_0}\right), \tag{4.183}$$

$$\frac{\mathrm{d}\bar{\omega}}{\mathrm{d}u} = \frac{\sqrt{1 - e^2}\,(1 - e\cos u)}{n^2 a^2 e}\left(X\frac{\partial x}{\partial e} + Y\frac{\partial y}{\partial e}\right),$$

$$\frac{\mathrm{d}l_0}{\mathrm{d}u} = -\frac{2(1 - e\cos u)}{n^2 a}\left(X\frac{\partial x}{\partial a} + Y\frac{\partial y}{\partial a}\right) + (1 - \sqrt{1 - e^2})\frac{\mathrm{d}\bar{\omega}}{\mathrm{d}u}.$$

și reprezintă ecuațiile Lagrange generalizate pentru situația că se adaugă *forțe corective oarecare* la legea gravitației universale, ele permițînd calculul complet al mișcării planetare perturbate, între altele și în cazul relativității generale.

Derivatele coordonatelor x, y, r, în raport cu timpul sau în raport cu elementele care figurează în ecuațiile (4.183) vor fi calculate din relațiile (4.180), unde vom face să varieze numai elementul considerat și anomalia u, lăsînd constante timpul și celelalte trei elemente. După substituția diferitelor expresii astfel obținute, ecuațiile (4.183) nu vor mai conține decît cele patru necunoscute a, e, $\bar{\omega}$, l_0 și variabila independentă u, care poate fi determinată apoi prin integrare definită.

Cu acestea problema mișcării perturbate, conform relativității generale, este complet rezolvată (pentru cazul mișcării spațiale mai intervin încă două ecuații în $\mathrm{d}i/\mathrm{d}u$ și $\mathrm{d}\Omega/\mathrm{d}u$), în sensul că această teorie își poate adjudeca legitim — printr-un calcul cantitativ de detaliu — cele 530″/secol din mișcarea periheliului lui Mercur. De dragul coerenței cu ansamblul rezultatelor și metodelor fizicii, teoreticienii relativiști foarte intransigenți ar trebui probabil să renunțe la interpretarea exclusivistă, strict dogmatică, a relativității generale și să admită alternative, care, după cum se vede mai sus, nu păgubesc, ci ajută teoria însăși. În orice caz, ei vor trebui să renunțe, în sfîrșit, atît la credința nejustificată că rezolvarea problemei avansului de periheliu al lui Mercur mai reprezintă în prezent un test concludent al teoriei relativității generale, cît și la aceea că o asemenea rezolvare reprezintă cam tot ceea ce fizica și în special mecanica cerească ar trebui să aștepte de la o teorie viabilă, care încearcă să cuprindă un fenomen atît de fundamental al naturii ca gravitația.

Pentru exemplificare să ne limităm numai la mişcarea periheliului conform sistemului Lagrange generalizat (4.183); ţinînd cont de cele spuse anterior, ecuaţia diferenţială în $d\bar{\omega}/du$ poate fi scrisă astfel

$$\frac{d\omega}{du} = \left[\frac{\theta_N \sqrt{1-e^2}\,(1 - e\cos u)}{c^2 n^2 a^2 e}\right] \times$$
$$\times \left[\left(\frac{2\alpha\theta_N}{r} - 2\beta v^2 - 3\gamma \dot{r}^2\right)\frac{\frac{\partial r}{\partial e}}{r^2} + \frac{2\lambda \dot{r}}{r^2}\left(\dot{x}\frac{\partial x}{\partial e} + \dot{y}\frac{\partial y}{\partial e}\right)\right], \tag{4.184}$$

care, după reduceri, devine

$$\frac{d\bar{\omega}}{du} = \frac{\theta_N\sqrt{1-e^2}}{c^2a^2e}\left[\frac{2\beta - 3\gamma - 4\lambda}{1 - e\cos u} + \right.$$
$$+ \frac{(-2\beta + 3\gamma)(1 - e^2) + 2\alpha - 4\beta + 6\gamma + 8\lambda}{(1 - e\cos u)^2} + \tag{4.185}$$
$$\left. + \frac{(-2\alpha + 4\beta - 9\gamma - 4\lambda)(1 - e^2)}{(1 - e\cos u)^3} + \frac{3\gamma(1 - e^2)^2}{(1 - e\cos u)^4}\right].$$

Vom calcula creşterea $\delta\bar{\omega}$ reducînd această creştere la termenul în θ_N/c^2a, adică considerînd a şi e constante şi integrînd cel de al doilea membru al ecuaţiei precedente în raport cu u, de la valoarea u la valoarea $u + 2\pi$ (pentru o revoluţie). Se obţine expresia

$$\delta\omega = \frac{2\pi\theta_N}{c^2a(1 - e^2)}(-\alpha + 2\beta + 2\lambda), \tag{4.186}$$

care reprezintă avansul suplimentar de periheliu în raport cu mişcarea perturbată newtoniană şi care este independent de valoarea iniţială u. Se observă imediat că pentru valorile $\alpha = \beta = \gamma = 1$, ecuaţia (4.186) exprimă exact avansul de periheliu furnizat de relativitatea generală (4.156).

Dar, aşa cum am spus, nu numai relativitatea generală poate furniza un astfel de rezultat; orice altă teorie, clasică sau relativistă, în care expresiile forţelor corective la legea gravitaţiei a lui Newton satisfac condiţia

$$-\alpha + 2\beta + 2\lambda = 3, \tag{4.187}$$

mărimea γ fiind deci absolut arbitrară va furniza exact acelaşi avans planetar de periheliu ca şi teoria relativităţii a lui Einstein. Există astel o infinitate de legi corective absolut echivalente din acest punct de vedere; printre acestea legea avînd $\alpha = -3$, $\beta = \lambda = \gamma = 0$, adică aceea care adaugă legii atracţiei nawtoniene o forţă centrală variind invers proporţional cu cubul distanţei, propusă de Clairaut, reluată de Maillard (§ 3.5) şi care va juca un rol însemnat şi în teoria noastră.

Iată valorile constantelor α, β, γ, λ care permit calculul mişcării perturbate şi în particular a avansului planetar de periheliu, conform diverselor legi de forţe discutate anterior:

$\beta = \frac{3}{2}$, $\alpha = \gamma = \lambda = 0$ — G. Bertrand,

$\beta = \lambda = \frac{3}{4}, \quad \alpha = \gamma = 0$ — Lecornu,

$\alpha = \lambda = 0, \ \beta = \gamma = 1$ — Bertrand, Tisserand,

$\alpha = \beta = \gamma = 1, \ \lambda = 0$ — Zöllner

$\alpha = \lambda = 1, \ \beta = \frac{1}{2}, \quad \gamma = 0$ — M. Lèvy — în cazul generalizării legii lui Riemann (§ 3),

$\alpha = 1, \beta = 1 - \frac{k}{2}, \quad \gamma = 1 - k, \lambda = k,$ — M. Lèvy în cazul combinării legilor lui Weber și Riemann (§ 3.2),

$\alpha = \beta = \gamma = \lambda = 1$ — Schwarzschild,

$\alpha = \lambda = 2, \ \beta = \frac{1}{2}, \quad \gamma = 0$ — de Sitter.

Acest tablou ar putea fi ușor completat pentru încă multe alte legi de forțe corective sau așa-numite teorii ale gravitației, de tip clasic sau relativist, mai mult sau mai puțin celebre; sistemul de ecuații (4.183) este foarte general din acest punct de vedere. Dacă cititorul dorește neapărat să elaboreze el însuși o nouă teorie a gravitației, poate alege orice combinație de constante α, β, λ, care să satisfacă relația simplă (4.187); el poate fi sigur că noua sa teorie va prezice exact același avans de periheliu ca și teoria gravitației a lui Einstein.

Din păcate, avansul planetar de periheliu nu are, nu poate avea, importanța decisivă pe care i-o acordă unii teoreticieni în ale gravitației; el nu poate constitui, calitativ sau cantitativ, un test cu posibilități de discriminare între diversele teorii. Orice nouă teorie viabilă a gravitației va trebui să răspundă multor altor probleme nerezolvate, ridicate de practica cercetării astronomice și geofizice, deoarece tabloul întocmit de Newcomb a fost completat între timp cu multe alte date și rubrici noi. Rezolvarea problemei avansului de periheliu al lui Mercur, care a făcut gloria relativității generale acum mai bine de o jumătate de secol, apare în prezent, teoretic și practic, cu totul insuficientă față de necesități, după cum vom vedea în capitolul care urmează.

5. O PRIVIRE CRITICĂ ASUPRA TEORIILOR CLASICE ALE GRAVITAȚIEI

5.1. DIFICULTĂȚI DE PRINCIPIU...

În timp ce Newton elabora teoria sa, a gravitației, gîndirea contemporanilor săi era dominată de mecanicismul cartezian, adică de sistemul lumii imaginat de R. Descartes (1596—1650) și publicat în *Principiile* sale (1644). Aceasta a fost prima mare încercare de a înțelege global și rațional natura înconjurătoare, o sinteză a fizicii timpului, bazată exclusiv pe conceptele de întindere, de figură și de mișcare, care avea să atragă spiritele datorită simplității căilor sale și apelului la sugestiile imaginației vizuale, intuitive și să condamne, prin exemplul său, calitățile oculte din care se alimenta scolastica medievală. Copernican convins, R. Descartes a contribuit enorm la răspîndirea și acceptarea ideilor copernicane. Iată cum concepe el sistemul său al lumii: „După ce am înlăturat toate scrupulele care ar putea exista în legătură cu mișcarea Pămîntului, să ne gîndim că materia cerului în care se află planetele se învîrte neîncetat, asemenea unui vîrtej, care ar avea Soarele în centru ... și că toate planetele (printre care vom prenumăra de acum înainte Pămîntul), rămîn mereu suspendate între aceleași părți ale acestei materii a cerului. Căci prin acest fapt în sine, fără a recurge la alte mecanisme, vom lămuri cu ușurință toate lucrurile care se observă în ele".

Acest model remarcabil prin simplitatea premiselor sale (în reducerea numărului de concepte rezidă originalitatea profundă, justificarea și adevărata utilitate a întregului mecanicism cartezian), susținut de bogata argumentație rațională, dezvoltată în lucrarea amintită, oferea contemporanilor săi acea metodă de percepere rațională a lumii și a fenomenelor sale, de care simțeau că au nevoie. Dar nu numai contemporanilor săi! Teoria vîrtejurilor cosmice a lui Descartes a supraviețuit implacabilei sentințe pronunțată de Newton, după o pledoarie care ocupă o treime (Cartea a II-a) din *Principiile* sale și, deși a fost exilată, în urma acestei sentințe, din domeniul gravitației în domeniul cosmogoniei, ea a continuat să se dezvolte acolo fără întrerupere, pînă în zilele noastre.

În 1755 Kant a emis cunoscuta ipoteză a formării sistemului solar dintr-o nebuloasă difuză, care, datorită mișcării de rotație, s-a turtit, căpătînd treptat forma de disc. În 1796, Laplace a completat acest model, arătînd că formarea planetelor se explică prin separarea succesivă de inele din atmosfera rarefiată în rotație rapidă a Soarelui primar (care se întindea dincolo de hotarele actuale ale sistemului planetar) și prin ruperea acestor inele în condensări izolate, care, căpătînd forma sferică, s-au transformat în planete. Pe o cale asemănătoare au apărut și sateliții planetelor. Teoria Kant-Laplace a dominat în chip absolut cosmogonia secolelor al XVIII-lea și al XIX-lea.

În secolul nostru această teorie a fost permanent perfecționată pentru a putea satisface diversele critici care au fost formulate pe parcurs și pentru a fi pusă de acord cu noile descoperiri ale fizicii și astronomiei. În perioada

1943—1947 astrofizicianul german Karl von Weiszäcker, aplicînd pe scară largă rezultatele fizicii moderne, reuşeşte să sintetizeze într-o elegantă teorie matematică cosmogonia sistemului nostru solar, bazată în esenţă pe ideea lui Descartes, emisă cu 300 de ani în urmă! Această teorie cosmogonică, perfecţionată în continuare de G. Kuiper (1949—1953), H. Alfven (1954) ş.a., este cvasiunanim acceptată în prezent şi ea s-a dovedit capabilă să explice coerent nu numai formarea unicului sistem solar observabil, dar şi a galaxiilor, cu multiplele şi variatele lor forme, revelate în univers de puterea mereu crescîndă a telescoapelor moderne.

Persistenţa şi dezvoltarea esenţei ideilor carteziene asupra „sistemului lumii" în domeniul cosmogoniei, în paralel cu dezvoltarea ideilor şi a teoriei newtoniene în domeniul gravitaţiei, par paradoxale. Newton a demonstrat clar *incompatibilitatea* acestor teorii concluzionînd: „Revoluţiile Soarelui şi ale planetelor în jurul axelor lor, care ar trebui să fie în concordanţă cu mişcările vîrtejurilor, se abat de la toate aceste proporţii. Mişcările cometelor ... observă aceleaşi legi cu mişcările planetelor şi nu pot fi explicate prin vîrtejuri. Cometele sînt purtate prin mişcări foarte excentrice în toate părţile cerurilor şi nu pot avea loc decît dacă eliminăm toate vîrtejurile".

Istoria este însă un judecător drept, care, pînă la urmă, aşază lucrurile la locul lor.

Cosmogonia este ştiinţa care se ocupă cu studiul originii şi evoluţiei corpurilor cereşti şi al sistemelor de corpuri cereşti, ea este o ştiinţă a devenirii şi dezvoltării acestor sisteme. Teoria gravitaţiei, a lui Newton, deşi descrie bine mişcarea actuală a acestor corpuri, nu poate explica cum a apărut şi cum se dezvoltă această mişcare. Ideile lui Descartes s-au dovedit, în perspectivă istorică, perfect compatibile cu conceptul de evoluţie, motiv pentru care au şi rezistat şi evoluat în această ştiinţă a devenirii, care este cosmogonia.

Paradoxal apare şi faptul că teoriile cosmogonice de tip cartezian, despre care am vorbit mai sus, se sprijină esenţialmente pe ... teoria gravitaţiei a lui Newton; ele nu au fost duse niciodată pînă la propriile lor consecinţe gravitaţionale, motiv pentru care prezintă multe aspecte eclectice şi oarecum artificiale. În lucrarea de faţă vom încerca să suplinim tocmai această lipsă, adică vom încerca să arătăm că *dacă vîrtejul lui Descartes a putut duce la formarea sistemelor solare şi a sistemelor galactice, el poate duce şi la elaborarea unei teorii coerente a gravitaţiei, care să poată descrie corect mişcarea actuală în interiorul acestor sisteme.*

Teoria newtoniană s-a impus cu mare greutate în faţa ideilor carteziene, nu numai în Franţa, dar şi în Anglia. În timp ce Newton lucra la Cambridge, acolo se preda curent lucrarea carteziană *Traité de physique* a lui Rohault (1671). Samuel Clark din Cambridge „prieten şi elev al lui Newton", aşa cum se intitulează singur, scoate ediţii succesive ale acestei cărţi în 1697, 1710, 1730. Ultimele două ediţii conţineau note adiţionale, care explicau teoria lui Newton în aşa fel încît de fapt o respingeau. Deşi a mai trăit 40 de ani după apariţia lucrării sale fundamentale, Newton nu avea totuşi la moartea sa — după cum arată Voltaire — mai mult de 40 de aderenţi englezi. Gînditori atît de profunzi ca Huygens şi Leibnitz se raliază mai degrabă filozofiei lui Descartes decît celei a lui Newton. G. Leibnitz scria: „În ceea ce priveşte cauza pe care Newton o atribuie mareelor, eu sînt tot atît de puţin de acord cu ea, ca şi cu toate celelalte teorii ale sale, pe care el le stabileşte în baza principiului atracţiei, care mi se pare absurd". O sută de ani i-au trebuit teoriei sale pentru a se impune definitiv pe întregul continent!

Există desigur o inerție obiectivă a spiritului uman, care, dealtfel, se pare că a rămas invariantă în raport cu spațiul și cu timpul, deși nu figurează în ecuațiile de cîmp ale lui Einstein, datorită căreia ideile cu adevărat noi sînt numai cu încetul asimilate. Această inerție ca și conjunctura specifică începutului secolului al XVIII-lea nu pot însă explica în întregime rezistența față de asimilarea noilor idei newtoniene; ea se datora în mare măsură și carențelor interne ale teoriei, pe care le observase dealtfel Newton însuși.

Lipsurile de ordin cantitativ, ca de exemplu mișcarea prea rapidă a apsidelor lunii, mișcarea nu tocmai conformă a cometelor, necesitatea menținerii unor epicicluri etc. puteau fi puse de el pe seama unor perturbații gravitaționale neluate încă în considerație sau pe seama impreciziei de observație. Dar existau și lipsuri calitative „de principiu". El era conștient de faptul că teoria sa gravitațională a planetelor presupune de fapt *mișcarea unor puncte materiale într-un spațiu vid*; într-adevăr, materia interplanetară, „plenumul", care în teoria vîrtejurilor lui Descartes joacă un rol esențial, de antrenare a planetelor, nu joacă nici un rol în teoria lui Newton.

Din punct de vedere fizic, aceasta este veriga cea mai slabă a teoriei sale și ea a fost greu resimțită de Newton. Un om atît de ancorat în „fenomene", deprins să experimenteze, să observe și să gîndească în termenii concreți ai filozofiei sale, nu se putea împăca el însuși cu ideea unui spațiu interplanetar lipsit de orice materie și, cu atît mai puțin, cu suprasimplificarea presupusă de reducerea unor planete mari și diverse, ușor observabile și a Soarelui însuși, la rolul unor puncte materiale amorfe, a căror singură caracteristică este doar masa lor. În 1887, cu ocazia aniversării celui de al doilea centenar al apariției *Principiilor*, J. C. Adams și matematicianul L. Gleischer, cercetînd manuscrisele și corespondența lui Newton, au ajuns la concluzia certă că tocmai din cauza acestei suprasimplificări a amînat el cu aproape 20 de ani publicarea operei sale. Demonstrația conform căreia un corp atrage ca și cînd întreaga sa masă ar fi concentrată în centrul său de greutate, nu putea fi pentru Newton, ca și pentru contemporanii săi dealtfel, decît *justificarea matematică a unui compromis fizic evident.*

Teoria sa nu poate explica coerent și rațional cum au căpătat planetele vitezele lor fantastice pe actualele lor traiectorii și el recunoaște aceasta. În locul forțelor de antrenare, atît de intuitive, ale lui Descartes, el introduce o ciudată forță necunoscută — gravitația — ale cărei caracteristici bizare nu scăpau contemporanilor. Ea s-a dovedit a fi o acțiune la distanță, *actio in distans*, putînd acționa deci între corpuri separate prin vidul cel mai perfect și independent de distanță; introducerea ulterioară, ca mijlocitor al interacțiunii, a ipoteticului *eter*, s-a dovedit a fi un simplu artificiu pentru păstrarea aparențelor.

Calculul conform teoriei gravitației newtoniene presupune implicit propagarea instantanee (cu viteză infinită) a acțiunii gravitaționale, altfel forța de atracție ar depinde în fiecare moment nu numai de distanța dintre corpuri, ci și de viteza lor relativă și de viteza de propagare a atracției gravitaționale. În plus, această forță nu cunoaște nici un obstacol; ea nu este absorbită de către materia interplanetară pe care o întîlnește în spațiu și nu slăbește în intensitate chiar cînd este interceptată de un corp atît de mare și de dens ca Pămîntul; dacă nu ar fi așa, atunci, în timpul eclipselor lunare, cînd Pămîntul se interpune între Soare și Lună, ar trebui să se producă anumite perturbații observabile în mișcarea Lunii, care, practic nu se constată. Toate aceste calități oarecum oculte ale forțelor de gravitație, care ne mai tulbură și astăzi, au fost clar întrevăzute de Newton. El scrie în încheierea monumentalei sale

opere: „Pînă acum nu am putut încă afla cauza acestor proprietăți ale gravitației și nu imaginez ipoteze".

Desigur toate, sau aproape toate, dificultățile întîmpinate de Newton în elaborarea teoriei sale a gravitației provin din modelul suprasimplificat al sistemului solar descris de Kepler prin cele trei legi ale sale, model pe baza căruia este edificată întreaga teorie newtoniană a gravitației și pe care Newton îl consideră un „fenomen" real 100%, în ale cărui „treburi interne" nu este permisă nici o intervenție și din care trebuie formulate prin inducție toate principiile teoriei, adică axiomele și definițiile sale. Atît de convins este Newton de realitatea modelului keplerian și atît de consecvent cu regulile sale de „filozofare" conform cărora legile se deduc din fenomene, încît atunci cînd legea sa a gravitației — dedusă matematic pe baza acestui model — nu reușește să interpreteze corect perioadele observate ale planetelor, el nu ezită să inventeze cunoscutul artificiu matematic al mișcării inerțiale în raport cu „punctul fix din univers"; din momentul în care acest artificiu a reușit, fără să altereze în nici un fel „fenomenul" descris de Kepler, Newton consideră ca fiind „deduse din fenomene" toate absoluturile pe care acest artificiu le presupune organic și pe care le include automat în axiome.

Din punct de vedere matematic, dar în egală măsură și din punct de vedere fizic, acesta este compromisul capital pe care Newton îl face în raport cu propria sa filozofie experimentală și el avea să împieteze profund asupra coerenței, credibilității și dezvoltării teoriei sale. Prin acest artificiu matematic, fără nici un corespondent fizic real, respectiv prin mișcarea inerțială pe care acesta o presupune, teoria newtoniană exclude practic orice posibilitate de dezvoltare, de devenire și evoluție a sistemelor gravitaționale pe care le descrie.

Teoria newtoniană a gravitației nu explică, ci numai descrie mișcarea actuală în sistemul solar și aceasta, evident, nu îi satisfăcea pe contemporani; dar descrierea a fost atît de concordantă cu realitatea observată, încît teoria s-a impus în ciuda unor deficiențe interne. Cînd, după 76 de ani de la prima apariție observată de Newton, cometa Halley — care străbătuse dus și întors drumul pînă la marginea sistemului solar — s-a reîntors exact așa cum prevedeau calculele, a fost triumful cel mai desăvîrșit al teoriei sale, care, împreună cu un impresionant cortegiu de alte strălucite confirmări, au făcut să pălească pentru moment toate binecunoscutele neajunsuri.

Fizicienii care au urmat după Newton, așa-numiții newtonieni, s-au mulțumit să aplice în continuare cu rigurozitate schema de calcul a marelui maestru, să descrie fenomenele fizice în mod matematic și să considere *Principiile* drept forul suprem, infailibil, în toate problemele de fizică. Așa s-a născut fizica newtoniană, fizica clasică, în care principiile mecanice dominau în chip absolut toate ramurile fizicii.

Această supremație necontestată a fizicii principiilor a început a fi subminată abia la începutul secolului al XIX-lea, în domeniul electricității, datorită în special lucrărilor *experimentale* ale lui Faraday și teoriei cîmpului electromagnetic către care aceste lucrări au condus. Se dovedesc astfel propagarea cu viteză într-adevăr foarte mare, dar finită, a interacțiunii electromagnetice, propagarea ei din aproape în aproape și completa relativitate a mișcării. Electricitatea se rupe definitiv de mecanică și gravitație, care continuă să rămînă mai departe în vechi tipare newtoniene.

Marea sinteză realizată de Le Verrier după 1850 a revelat însă într-o manieră concretă, clară, limitele practice, cantitative, ale însăși teoriei gravitației, iar aceste limite au fost ulterior confirmate și precizate de lucrările lui

Newcomb şi ale altora. Acestea au declanşat apariţia unui efort critic, care era menit să purifice baza raţională a mecanicii de „orice noţiune intuitivă neclară". Acest efort critic, care viza înseşi principiile pe care se bazau raţionalitatea şi formalizarea mecanicii clasice, a învrăjbit profund pe gînditorii celei de a doua jumătăţi a secolului trecut.

Din galeria personalităţilor dizidente care marchează sfîrşitul de secol se desprinde net figura lui E. Mach (1838—1916), unul dintre criticii cei mai lucizi ai conceptelor newtoniene. În cunoscuta sa lucrare *Die Mechanik* (1883), Mach critică definiţiile şi axiomele lui Newton şi, în special, concluziile sale asupra mişcării. El consideră că, de fapt, prima lege a lui Newton este cuprinsă în cea de a doua lege a sa şi că cea de a treia lege, a egalităţii dintre acţiune şi reacţiune sau dintre presiune şi contrapresiune, reprezintă cea mai importantă contribuţie a lui Newton privitoare la principii.

Această deducţie a lui Mach s-a dovedit — în perspectiva istorică — exactă. De exemplu, principiul conservării momentului cinetic este valabil atît în fizica atomică şi nucleară, cît şi în domeniul mecanicii cereşti sau macroscopice. Deoarece mecanica newtoniană s-a dovedit a nu fi valabilă în domeniul atomic sau nuclear, legea de conservare a momentului cinetic trebuie să fie „mai fundamentală" decît celelalte principii ale lui Newton. În deducerea acestui principiu un rol fundamental îl joacă însă, după cum se ştie, tocmai cea de a treia lege a lui Newton, pe baza căreia se justifică ipoteza că suma momentelor interne este zero. „Dar, spune Mach, este necesar un nou principiu, care să determine tocmai acţiunea reciprocă".

În timp ce Newton consideră forţele centrifuge ca un efect al rotaţiei absolute faţă de spaţiul absolut, Mach le interpretează ca un rezultat al *interacţiunii* (gravitaţionale, electromagnetice etc.) *corpului în rotaţie cu întreaga materie existentă în univers*. Aceleaşi efecte pot fi explicate atît prin mişcarea de rotaţie a corpului în raport cu aştrii întregului univers, cît şi printr-o mişcare de ansamblu a acestor aştri în jurul corpului mobil. Prin aceasta, necesitatea spaţiului absolut, a cărui singură manifestare constă în apariţia forţelor centrifuge, ar dispărea, iar relativitatea mişcărilor ar deveni deplină.

Mach atrage atenţia asupra faptului că, chiar în cazul cînd nu ne-am ocupa decît de acţiunea reciprocă a două mase, ne-ar fi imposibil să facem abstracţie de restul universului; în principiu, ar trebui să considerăm că toate masele existente în univers sînt, în orice moment, în interacţiune. Cum, pe de altă parte, nu avem posibilitatea să traducem în practică acest considerent general, folosirea legii fundamentale a mecanicii presupune anumite aproximări, de exemplu, mişcarea inerţială „pură", astfel încît nimic nu ne îndreptăţeşte să afirmăm că în lanţul de consecinţe nu se vor prezenta dificultăţi. Aceste dificultăţi apăruseră desigur încă înaintea lui Mach şi ele au continuat să apară şi ulterior, trecînd încetul cu încetul din sfera dificultăţilor de principiu, în sfera dezacordurilor concrete, cantitative, cu realitatea observată.

Din încercările lui Mach de a rezolva dilema amintită, posteritatea a reţinut numai critica sa şi profeţiile sale puţin optimiste cu privire la perspectiva îndepărtată a teoriei lui Newton. De aceea a fost şi, mai mult ca oricînd, există şi astăzi tendinţa cercetătorilor de a-şi elabora modelele lor teoretice astfel încît acestea să satisfacă cît mai deplin principiul fundamental al lui Mach, acela al influenţei materiei întregului univers asupra oricăror fenomene locale. Este interesant de observat faptul că moderna teorie scalar-tensorială Brans-Dicke a gravitaţiei este dedusă în întregime din considerarea acestui principiu. După R. H. Dicke, critica lui Mach prezintă foarte multe faţete şi ea constituie încă un izvor pentru dezvoltări ulterioare.

Și totuși se pare că Mach nu are dreptate atunci cînd afirmă că nu putem face abstracție, fără simplificări, de interacțiunile cu masa întregului univers, atunci cînd studiem acțiunea directă dintre două (sau mai multe) mase. Rezultatul interesant al unor asemenea interacțiuni nu poate fi decît o mișcare suplimentară a celor două corpuri; dacă avem posibilitatea de a scrie ecuațiile gravitației astfel încît ele să rămînă valabile independent de mișcarea acestor corpuri, interacțiunile cu materia la distanță nu pot afecta cu nimic precizia cu care aceste ecuații descriu mișcarea gravitațională rezultată din acțiunea lor reciprocă.

În teoria lui Newton acest deziderat este satisfăcut simplu și perfect prin formalismul matematic al teoriei, conform căruia interacțiunea gravitațională dintre cele două corpuri se propagă cu viteză infinită; în acest caz, mișcarea corpurilor — indiferent căror cauze s-ar datora ea — nu joacă, evident, nici un rol din punctul de vedere al valorii instantanee a interacțiunii gravitaționale. Considerînd forțele centrifuge ca un *fait accompli* al naturii, așa cum practic a făcut-o Newton în teoria sa, constatăm că universul său este unul foarte complet, deoarece nu exclude nici prezența marii varietăți de mase a universului observabil și nici exercitarea a tot felul de interacțiuni — la mare sau la mică distanță — între aceste mase.

Dar s-a dovedit că legile teoriei newtoniene nu descriu exact mișcarea observată. În contextul criticii machiene și dacă presupunem suplimentar că în univers nu mai există nici un fel de alte interacțiuni în afara celor gravitaționale, acest eșec al teoriei newtoniene sugerează că interacțiunea gravitațională se propagă totuși cu viteză finită. Încercînd să satisfacă această cerință, Einstein a creat relativitatea generală, în care, după cum se spune, ecuațiile sînt scrise astfel încît devin complet independente de sistemele de referință, adică de mișcarea corpurilor. Aceasta ar satisface, desigur, în cea mai mare măsură principiul lui Mach.

Din păcate, o asemenea afirmație nu este nici ea adevărată: *ecuațiile relativiste ale gravitației, cu toată notația lor tensorială, nu sînt independente de mișcarea corpurilor în general, ci numai de acea parte din mișcarea lor care se execută sub efect gravitațional.* Aceasta o arată clar, printre multe altele, principiul de echivalență, conform căruia utilizăm numai sisteme de referință *accelerate gravitațional* și în esență însăși ipoteza fundamentală a relativității generale $m_i = m_g$, care exclude *ab initio* orice alt tip posibil de masă și, în particular, masa electromagnetică a corpurilor, despre a cărei existență avem dovezi experimentale certe. În consecință, universul lui Einstein este un univers fictiv, *pur gravitațional,* care exclude orice altă interacțiune posibilă între corpuri; el este cu mult mai restrîns decît cel al lui Newton în care sînt posibile orice alte interacțiuni și în particular cele electromagnetice.

În universul real mișcarea nu este numai rezultatul unei acțiuni gravitaționale, ci a tot felul de *alte* acțiuni și nu este posibilă o separare fizică a mișcării în sensul că atît din această mișcare este de natură gravitațională și atît de natură, să zicem, electromagnetică. Nu avem nici un motiv să ne îndoim de faptul că mișcarea pur gravitațională este descrisă absolut exact de teoria relativității generale, dar astăzi știm cu precizie, spre deosebire de vremea cînd Einstein elabora ecuațiile sale de cîmp, că în sistemul solar și în cosmos în general, acționează eficient și observabil și alte tipuri de forțe, care, în anumite cazuri, depășesc cu mult pe cele gravitaționale. În consecință, *chiar dacă relativitatea generală ar fi o teorie perfectă a gravitației, nu ne putem aștepta în nici un caz ca ea să descrie absolut exact mișcarea observată a aștrilor și a corpurilor în general.* Universul fizic al lui Einstein nu este cel pe care

îl dorea Mach, ci numai o parte a lui, în orice caz el este cu mult mai restrîns decît cel al lui Newton.

În acest univers particular teoria lui Einstein satisface, în principiu, unele dintre cerințele cele mai importante formulate de Mach: forțele gravitaționale și cele inerțiale (în particular forțele centrifuge) se contopesc într-adevăr, conform ecuațiilor relativiste, într-o unitate de esență, iar aceste ecuații sînt efectiv invariante la o transformare arbitrară a sistemului de coordonate, adică sînt absolut independente de mișcarea corpurilor, indiferent dacă această mișcare este provocată de un corp dat sau de totalitatea materiei din univers.

Conform principiului lui Mach, mișcarea sistemelor inerțiale newtoniene, adică mișcarea rectilinie și uniformă, este practic o pură convenție, un artificiu matematic fără bază fizică: prezența diferitelor mase în univers face — chiar conform legii atracțiilor — principial imposibilă o astfel de mișcare. Acest argument machian este utilizat de Einstein ca o motivare fizică a necesității de a avea o lege a gravitației valabilă în orice sistem de coordonate, în orice referențial. Pe de altă parte, inerția corpurilor (forțele de inerție din mișcarea accelerată), care apare în concepția newtoniană ca manifestare a mișcării față de un foarte contradictoriu spațiu absolut, poate fi interpretată, conform aceluiași principiu, ca un rezultat al unor interacțiuni cu materia universului aflată la mare distanță. Generalizarea noțiunii de mișcare rectilinie, conform geodezicelor riemanniene, egalitatea „de esență" dintre inerție și gravitație și „lărgirea", pe această bază, a noțiunii de sistem inerțial, realizate sintetic de relativitatea generală, exprimă în principiu — așa cum am mai spus — unele dintre cele mai importante cerințe formulate de Mach.

Dorim să exprimăm însă foarte clar punctul nostru de vedere asupra ipotezei fundamentale a relativității generale, $m_i = m_g$: în raport cu universul real, adică cel observabil și măsurabil, această egalitate nu reprezintă o *posibilă* aproximație, care ar putea fi eventual anihilată cîndva prin rezultatele din ce în ce mai precise obținute în diferitele experimente de tipul Eötvös, ci este *cu certitudine* o aproximație, adică o idealizare, care nu va putea fi înlăturată niciodată sub raport experimental. Aceasta deoarece există dovezi experimentale certe pentru existența masei electromagnetice, iar cîmpurile electromagnetice cu fluxurile lor de energie exprimate de vectorii Poynting și mișcările pe care aceste cîmpuri le provoacă sînt, de asemenea, date fizice reale unanim acceptate. Numai dacă se va dovedi vreodată că sub raport *teoretic* cîmpurile electromagnetice singure pot fi ele însele sursa forțelor gravitaționale, abia atunci această aproximație ar dispărea și universul pur gravitațional al lui Einstein ar deveni un univers mai real din punct de vedere fizic, într-o teorie unificată a cîmpurilor. Nereușita uriașului efort pe care l-a făcut Einstein în ultimii 30 de ani ai vieții sale pentru a elabora o astfel de teorie arată cît de departe sîntem în prezent de realizarea viabilă a acestui deziderat. *Prezumția* $m_i = m_g$ *reprezintă în principiu o bază fizică adecvată pentru dezvoltarea coerentă a relativității generale, dar este cu siguranță o ipoteză principial foarte aproximativă în raport cu universul real.*

Din punct de vedere fizic ea duce direct la excluderea oricăror altor interacțiuni în universul pur gravitațional al lui Einstein; din punct de vedere matematic ea face posibilă declanșarea întregului formalism matematic al teoriei relativității generale, a cărui caracteristică definitorie o constituie mișcarea inerțială într-un „spațiu" riemannian. Exact ca și în teoria lui Newton și aici, *unei ficțiuni fizice îi corespunde un analog matematic pe măsură.* Așa cum am arătat pe larg în capitolul anterior, în relativitatea generală, unde

au fost înlăturate în asemenea măsură conceptele fizice clasice, încît nu există nici măcar noţiunea uzuală de forţă, *Einstein generalizează nu esenţa fizică a teoriei gravitaţiei a lui Newton, ci numai cunoscutul artificiu matematic newtonian*, respectiv mişcarea inerţială pe care acesta o presupune organic.

Pentru aceste motive încercarea de a depăşi limitele analogiei matematice relativiste cu spaţiul riemannian, în sensul acreditării unui suport fizic intrinsec şi universal acestei analogii matematice, adică încercarea de a se substitui fizic „spaţiul" riemannian spaţiului clasic euclidian, apare nu numai nefirească (ar exista un spaţiu euclidian pentru nevoile electromagnetismului şi ale tuturor celorlalte discipline ale fizicii şi unul riemannian pentru nevoile gravitaţiei), dar şi nepotrivită.

Într-adevăr, geometria riemanniană, folosită în teoria relativistă a gravitaţiei, este — dacă ne putem exprima astfel — *o geometrie locală; ea studiază numai proprietăţile locale ale spaţiului şi, în general, nu spune nimic despre proprietăţile globale ale acestui spaţiu*. Aceasta nu numai că nu satisface necesitatea de a avea o reprezentare intuitivă corespunzătoare asupra acestui concept fundamental, dar ea nu satisface nici măcar necesităţile matematice ale teoriei însăşi. În elaborarea teoriei gravitaţiei (ca şi a electromagnetismului dealtfel) nu ne putem limita la consideraţii locale, ci este necesar să caracterizăm *global*, într-un fel sau altul, proprietăţile întregului spaţiu; în caz contrar, în general, problema nu se poate pune în mod unic.

Aceasta rezultă deosebit de clar din faptul că ecuaţiile oricărui cîmp (deci inclusiv ale cîmpului gravitaţional) sînt ecuaţii cu derivate parţiale, ale căror soluţii se obţin în mod unic numai în prezenţa unor *condiţii iniţiale şi la limită*, sau a unor condiţii care să le substituie. Ecuaţiile cîmpului şi condiţiile la limită sînt strîns legate unele de altele şi acestea din urmă nu pot fi în nici un caz considerate mai puţin importante decît ecuaţiile însăşi.

În problemele cîmpurilor în general şi ale cîmpului gravitaţional în special, condiţiile la limită se referă la domenii îndepărtate ale spaţiului (cîmpul gravitaţional, ca şi cel electromagnetic, sînt cîmpuri *long range*, adică au o rază de acţiune teoretic infinită), şi pentru formularea lor trebuie să ştim proprietăţile globale ale spaţiului, proprietăţi despre care geometria riemanniană nu ne poate spune nimic. Cum rezolvă relativitatea generală această dilemă? Simplu: admiţînd (§ 4.4.2) că la mare distanţă de sursa gravitaţională spaţiul este. . . euclidian. Aceasta este deci, practic, caracterizarea globală pe care o dă însăşi relativitatea generală spaţiului în care ea îşi desfăşoară formalismul matematic riemannian. Cum am putea înţelege astfel decît ca pe o simplă analogie matematică faptul că în limitele fizice atotcuprinzătoare ale spaţiului euclidian „spaţiul" riemannian poate descrie formalismul matematic al teoriei relativiste a gravitaţiei?

Dar nu numai la infinit spaţiul este euclidian şi mişcarea galileiană în teoria lui Einstein. Să ne reamintim spusele sale, citate în § 4.4.1.: „În raport cu un observator, care cade liber într-un cîmp gravific, nu există cîmp de gravitaţie *în imediata sa apropiere*. De aceea vom putea considera totdeauna un domeniu infinitezimal al continuumului spaţiu-timp (riemannian n.n.) ca domeniu galileian", Aşadar, mişcarea este galileiană şi spaţiul euclidian nu numai la infinit, dar şi pe domenii infinitezimale; în rest, adică pe domenii finite, el ar fi riemannian. Pentru toate celelalte discipline ale fizicii şi, în particular, pentru electromagnetism, spaţiul se dovedeşte a fi euclidian în întregul său.

Avem de-a face aici cu o contradicţie netă, nu numai în raport cu alte discipline ale ştiinţelor naturii, dar şi cu însăşi structura internă a relativităţii

generale; condiţiile iniţiale şi la limită contrazic flagrant ipoteza fundamentală a ecuaţiilor de cîmp, aceea că spaţiul este riemannian. Şi totuşi această contradicţie (ca şi altele asemenea) nu apar decît atunci cînd se încearcă interpretarea în sens fizic intrinsec a procedeului matematic al acestei teorii. Ele dispar şi teoria devine absolut coerentă imediat ce renunţăm *stricto sensu* la asemenea motivaţii fizice, căci iată ce spune Einstein în continuarea citatului de mai sus: „Domeniile spaţio-temporale de întindere finită nu sînt, în general, galileiene, astfel încît pentru domenii finite cîmpul gravific nu poate fi eliminat prin nici o alegere a sistemului de coordonate (aici nu mai poate acţiona nici principiul de echivalenţă! n.n.). Deci nu există nici sisteme de coordonate pentru care să fie valabile, în domenii finite, relaţiile metrice din teoria relativităţii restrînse (spaţiul euclidian! n.n.). *Există însă totdeauna invariantul ds* corespunzător unei perechi de puncte (evenimente) vecine ale continuumului. El se poate însă exprima în coordonate oarecare".

Aceasta este problema şi acesta este răspunsul! Ceea ce doreşte şi face efectiv Einstein în teoria sa, a relativităţii generale, este să obţină pur şi simplu *invarianţa matematică a legilor gravitaţiei*, exprimată succint prin această mărime ds, care *rămîne aceeaşi pe domenii infinitezimale, finite sau la infinit* şi aceasta o obţine, aşa cum am văzut în capitolul 4, cu ajutorul ipotezei $m_i = m_g$ şi al analogiei cu procedeele matematice ale teoriei invarianţilor şi geometriei riemanniene. De aici rezultă că va trebui să renunţăm, în primul rînd, în beneficiul teoriei însăşi, la toate acele motivaţii şi modele fizice forţate, incoerente sau de-a dreptul greşite, care au alcătuit schelăria iniţială cu ajutorul căruia Einstein a edificat relativitatea generală şi pe care, din păcate, el le-a incorporat *de facto* — într-o formă sau alta — în teoria sa.

În anul 1916 Einstein a publicat lucrarea sa fundamentală *Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie* (Bazele teoriei generale ale relativităţii); acest titlu reflectă punctul de vedere al lui Einstein asupra teoriei gravitaţiei, creată de el, punct de vedere care, după acad. V. A. Fok [89], nu poate fi admis ca corect. Ideea centrală a teoriei gravitaţiei a lui Einstein constă în generalizarea principiului relativităţii la mişcări accelerate, *o astfel de generalizare fiind însă imposibilă*. Ştim acum foarte clar că principiul relativităţii reflectă *omogenitatea* spaţiu-timpului; fie omogenitatea completă a spaţiului galileian, în relativitatea restrînsă, fie, în teoria generalizată, omogenitatea pe domenii infinitezimale şi la infinit, care permite să introducem, în anumite condiţii, coordonatele armonice. Or, spaţiul fiind riemannian (adică neomogen) pe domenii finite, rezultă că în relativitatea generală asistăm mai degrabă la o restrîngere a noţiunii de relativitate a mişcării. Această restrîngere este legată, pe de o parte, de restrîngerea noţiunii de sisteme inerţiale, al căror rol poate fi îndeplinit numai în parte de sistemele de coordonate armonice; pe de altă parte, ea este legată de caracterul local şi aproximativ al aşa-numitului principiu de echivalenţă.

În autobiografia sa Einstein vorbeşte de cîmpuri gravitaţionale arbitrare, care să se întindă oricît de departe şi să nu fie limitate de condiţii la limită. Or, astfel de cîmpuri sînt, aşa cum am mai spus, *imposibile*. Esenţa greşelii, admisă de Einstein, constă în uitarea caracterului strict local al principiului indiscernabilităţii dintre cîmpul de acceleraţii şi cîmpul de gravitaţie. De aceasta este legat şi faptul că o definiţie fizică nelocală a sistemelor de referinţă care se mişcă accelerat nu este posibilă (chiar în cadrul universului pur gravitaţional einsteinian!), deoarece toate cutiile, carcasele rigide etc. cu care operează Einstein sînt idealizări valabile cel mult pentru sistemele de referinţă inerţiale şi în nici un caz pentru cele accelerate. Un „principiu general

al relativității“ în sens fizic, spune V. A. Fok, adică în sensul existenței unor procese corespunzătoare în sisteme convenabile de referință, în general, nu are loc.

De aceea devine nefondată și concluzia lui Einstein despre egala *îndreptățire fizică* a tuturor sistemelor de referință. Dar pe această concluzie Einstein a construit toate raționamentele sale ulterioare și a ajuns în particular la rezultatul că ecuațiile gravitaționale căutate trebuie să fie *covariante*. Se înțelege că din caracterul eronat al premisei, încă nu rezultă caracterul greșit al consecinței: ecuațiile relativiste ale gravitației sînt într-adevăr covariante, dar *covarianța nu reprezintă o lege fizică nouă și nici nu este o proprietate distinctivă a relativității generale, ea putînd fi obținută în orice teorie.*

Covarianța ecuațiilor ne permite doar să le scriem fără a specifica alegerea sistemului de coordonate. Astfel, de exemplu, în mecanica unui sistem de puncte materiale, ecuațiile lui Lagrange de speța a doua sînt covariante în raport cu orice transformări de coordonate; ele nu exprimă însă nici un fel de lege fizică nouă în comparație cu ecuațiile lui Lagrange de speța întîi, care se scriu în coordonate ortogonale și nu sînt covariante. În cazul acestor ecuații ale lui Lagrange, covarianța se obține simplu, introducînd drept noi funcții auxiliare coeficienții formei pătratice (nu neapărat omogene) a lui Lagrange.

În perioada elaborării teoriei relativității generale, ideea covariației generale sub dublul aspect, al unei legi fizice noi și care ar fi o particularitate strict specifică ecuațiilor acestei teorii, covarianță pe care o „deducea“ din principiul echivalenței, a fost conducătoare în căutările lui Einstein și ea a lăsat urme adînci în diversele interpretări relativiste. Pînă în ultimele sale clipe Einstein lega condiția de covarianță generală de ideea unei „relativități generale“ și de o pretinsă egală îndreptățire a tuturor sistemelor de referință. Covarianța — s-a dovedit clar acest lucru — nu reprezintă o lege fizică, ci numai o *proprietate formală* generală a ecuațiilor, care permite să le scriem fără a alege în prealabil sistemul de coordonate.

În consecință, nici principiul de echivalență care cere considerarea unui sistem de referință accelerat (gravitațional) nu are o definiție fizică corespunzătoare. Datorită caracterului său strict local, acest principiu nu este o bază suficientă pentru a afirma indiscernabilitatea cîmpurilor de accelerație și gravitație în domenii finite ale spațiului și, cu atît mai mult, pentru a putea afirma existența unui „principiu general al relativității“. Extrapolarea acestei afirmații de la local la general este tot atît de nejustificată ca, de exemplu, concluzia indiscernabilității tuturor funcțiilor analitice, trasă pe baza faptului că infinitezimal ele se comportă toate ca funcții liniare. „Principiul echivalenței, scrie Synge [208], a făcut oficiul de moașă la nașterea relativității generale. . . Eu propun ca această moașă să fie înmormîntată acum cu toate onorurile cuvenite, în fața faptelor spațiului absolut“.

Dar ce mai reprezintă teoria relativității generale fără principiul echivalenței? Pentru a înțelege mai bine răspunsul la această întrebare o vom cita mai întîi pe M. A. Tonnelat *: „Fără a încerca să cultivăm paradoxul, am putea afirma că relativitatea restrînsă nu este o teorie fizică, în sensul că ea nu este teoria nici unui fenomen particular. Ea nu se reduce la un punct de vedere determinat, ci reprezintă în esență o cinematică. Ea formează

* *Istoria generală a științei*, vol. IV, Ed. științifică și enciclopedică, București, 1976.

astfel baza teoriilor fizice care vor fi obligatorii « relativiste », dar care își vor păstra domeniul lor explicativ specific.

Dimpotrivă, relativitatea generală prezintă întotdeauna un dublu aspect. Pe de o parte, ea reprezintă o generalizare naturală a principiului relativității restrînse la sisteme accelerate (asupra acestei « generalizări naturale » a se vedea cele de mai sus și § 4.4., n.n.). Pe de alta, ea își propune să fie o *teorie fundamentală* a cîmpului de gravitație. *În principiu, aceste două roluri sînt complet diferite; principiul de echivalență este cel care le leagă unul de altul*".

Ajungem astfel la o concluzie pe care am formulat-o de mai multe ori și din mai multe puncte de vedere: fără principiul de echivalență relativitatea generală nu reprezintă deci nici ea o teorie *fizică* în sine, ci numai o teorie matematică, conform căreia se obține generalizarea maximă a ecuațiilor gravitației newtoniene, mai concret, a artificiului matematic newtonian, utilizînd procedeele teoriei generale a invarianților și ale geometriei riemanniene. Chiar dacă geometria riemanniană reprezintă absolut exact „spațiul real" al universului pur gravitațional relativist, implicat de ipoteza fundamentală $m_i = m_g$, ea nu poate deocamdată să reprezinte spațiul fizic real, deoarece însuși *universul einsteinian este o idealizare cu totul aproximativă a universului real*. Relativitatea generală nu poate fi deci o teorie fundamentală a gravitației.

Este oare posibil să se fi înșelat Einstein însuși asupra *semnificației fizice* a propriei sale teorii? Judecînd din mai multe puncte de vedere, răspunsul care se impune este afirmativ. Einstein incorporează în teoria sa — într-un fel sau altul — întreaga schelărie auxiliară care a servit la edificarea relativității generale, întreaga motivație fizică mai mult sau mai puțin consistentă și coerentă, care i-a permis inițial accesul la formalismul matematic riemannian, toate modelele fizice, mai mult sau mai puțin imposibile și toate eresurile pe care geniala sa intuiție a simțit nevoia să se sprijine în această extraordinară aventură a spiritului care părea să se profileze la orizont și care avea să fie o cu totul nouă teorie a spațiului, a timpului și a gravitației. Este o situație stranie, dar nu unică în istoria științei. Iată cum o descrie acad. V. A. Fok [89]: „Faptul că teoria gravitației (relativiste, n.n.), remarcabilă prin profunzimea ei, prin eleganța și puterea de convingere, nu a fost înțeleasă corect de autorul ei, nu trebuie să ne mire. Nu trebuie să ne mire nici lipsurile de logică sau chiar erorile admise de Einstein în deducerea ecuațiilor fundamentale ale teoriei. Avem în istoria fizicii multe exemple, cînd adevăratul sens al unei teorii fizice *principial noi* nu a fost sesizat de autorul ei. Este suficient să amintim teoria cîmpului electromagnetic a lui Maxwell. Această teorie a pus capăt, *de facto*, concepției că mecanica este baza fizicii, deși atît el cît și Hertz, care a făcut atît de mult pentru verificarea ei, erau în întregime de partea concepției mecanice. Numai Lorentz a stabilit cu deplină claritate că cîmpul electromagnetic este el însuși o realitate fizică, poate exista în spațiul liber și nu necesită vreun purtător special.

În ceea ce privește puterea de convingere a concluziei, putem reaminti faptul că Maxwell *(Treatise of Electricity*, Oxford, 1873), înainte de deducerea renumitelor sale ecuații, expune cîteva capitole de mecanică și își bazează deducerea sa pe ecuațiile lui Lagrange de speța a doua. Știm acum că, din punct de vedere logic, deducerea ecuațiilor lui Maxwell pe baza mecanicii este imposibilă. Dar marile, și nu numai marile descoperiri, nu se fac după regulile logicii, ci prin presupunere, cu alte cuvinte printr-o intuiție creatoare. Este interesant faptul că acest exemplu de înțelegere incompletă de către

autorul teoriei a sensului ei fizic este citat de către însuși Einstein (*Autobiographisches*, A. Einstein, Philosopher-Scientist, Library of Living Philosophers, Illinois, S.U.A., 1949)".

În completarea citatului de mai sus să observăm că nu trebuie să ne mire nici faptul că epigonii lui Einstein au preluat în bloc întreaga schelărie einsteiniană cu motivațiile și interpretările sale fizice nu tocmai coerente, dar nu ca pe niște venerabile relicve, ci ca părți inseparabile ale teoriei însăși a relativității generale. Avem, de asemenea, în istoria fizicii multe exemple în care epigonii marilor creatori au absolutizat fără discernămînt ideile marilor lor înaintași, în ciuda multor dovezi palpabile care le contraziceau în modul cel mai evident cu putință.

Iată un exemplu amuzant, dar foarte grăitor. Meteoriții cad pe Pămînt din timpuri imemoriale, dar știința secolului al XVIII-lea nu putea să ia act de existența lor, deși avea la dispoziție multe mărturii, începînd cu cea mai îndepărtată antichitate: pentru epigonii lui Newton, căderea haotică a unor pietre și mase feroase „din cer" părea de neconciliat cu ordinea cosmică desăvîrșită dezvăluită de magistrul lor. În 1794, E. Chladni a folosit experiența sa de *jurist* pentru a compara critic între ele numeroasele mărturii și a dedus din buna concordanță a unor informații total independente realitatea celor observate, dar nici încercarea sa nu a avut darul să convingă prea mult pe membrii Academiei Franceze, care relegau în continuare meteoriții în domeniul fabulei. Abia în 1803, cînd un mare roi meteoritic a căzut prin apropiere (Laigle, departamentul Orne, Franța), Academia Franceză s-a văzut nevoită, în sfîrșit, să renunțe la punctul său de vedere negativ, în urma certificatului de naștere semnat de Jean-Baptiste Biot.

Așa cum știm din expunerile lui Synge [208], relativitatea generală, considerată ca o teorie fizică, nu este relativistă nici în sensul principiului lui Mach. Acest fapt poate fi văzut, între altele, din aceea că *în absența*

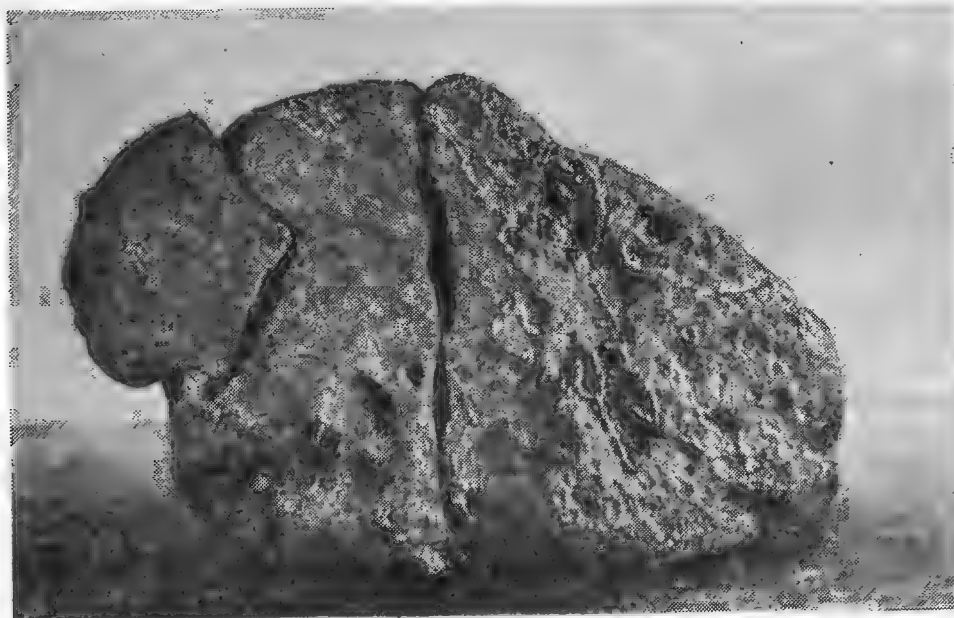


Fig. 15. Meteoritul Knyahinga (294 kg) căzut în Ungaria la 9 iunie 1966.

oricărei materii, tensorul metric fundamental al acestei teorii descrie un spațiu plat (euclidian), care are proprietăți inerțiale. Chiar faimoasa soluție Schwarzschild a ecuațiilor de cîmp relativiste nu este satisfăcătoare din punctul de vedere machian: dacă în această soluție particula se mișcă spre infinit, iar sursa de masă (sursa forțelor inerțiale după Mach) dispare în distanță, metrica Schwarzschild descrie un spațiu euclidian, care *continuă să aibă proprietăți inerțiale.* Dar dacă spațiul relativist are totuși proprietăți inerțiale în absența oricăror mase, în contradicție cu principiul lui Mach, atunci *sursa forțelor de inerție redevine același spațiu absolut newtonian*! Iată, așadar, că relativitatea generală nu ne-a eliberat, așa cum și-a propus, de „povara apăsătoare a absoluturilor newtoniene"; nici o teorie care, așa cum am arătat pe larg în capitolele anterioare, presupune organic aceste absoluturi, nu ne va putea elibera de o asemenea „povară apăsătoare".

În teoria lui Einstein, considerată ca o teorie fizică, *nu există numai inerție fără mase, dar există și acțiune gravitațională fără existența acestor mase*; acest lucru nu trebuie să ne mire, deoarece în această teorie forțele de inerție și cele gravitaționale se contopesc efectiv, după cum se știe, într-o identitate de esență. În 1917 W. de Sitter a dedus*, de exemplu, o soluție alternativă a ecuațiilor de cîmp einsteiniene, care reprezintă un cîmp neeuclidian de antrenare (adică o metrică), fără ca acesta să conțină nici un fel de substanță.

Într-un astfel de cîmp ar exista deci *o acțiune gravitațională fără existența simultană a unui corp material care să o exercite.* Să admitem totuși, în pofida mentalității noastre desuete, îmbibată cu preceptele mult prea intuitive ale filozofiei experimentale newtoniene, că o astfel de situație ar fi perfect posibilă. Însă ideea fundamentală a celor pentru care analogia relativistă dintre gravitație și geometria riemanniană reprezintă o „identitate de esență", nu numai inerția și gravitația, dar însăși noțiunile de spațiu și de timp sînt lipsite de orice sens în absența maselor, adică ele capătă o realitate obiectivă numai în prezența acestor mase. Nu există, cu alte cuvinte, o metrică apriorică a continuumului spațio-temporal, ci această metrică este determinată numai de prezența maselor; or, soluția de Sitter a ecuațiilor relativității generale demonstrează exact contrariul.

W. de Sitter afirmă că universul sferic riemannian al lui Einstein poate fi reprezentat oricînd într-un spațiu euclidian cu ajutorul unei transformări analoage proiecției stereografice; o astfel de transformare este permisă, pentru că ea lasă invariante toate cantitățile care trebuie să rămînă astfel, conform axiomelor relativității generale. Transformînd prin proiecție stereografică spațiul einsteinian, de Sitter arată că partea spațială a metricii se anulează la infinit, așa cum și trebuie, dar nu același lucru este valabil și pentru coeficientul lui dt^2, ceea ce *limitează invarianța la transformările pentru care $t' = t$.* Relativitatea generală conține deci, pe lîngă celelalte absoluturi newtoniene, ca de exemplu spațiul (euclidian) absolut, revelat în soluția de Sitter prin prezența forțelor inerțiale în absența oricărei materii, și *un timp cosmic absolut*, în cel mai perfect acord cu conceptele newtoniene, dar cu totul incompatibil cu axiomele „fizice" ale teoriei relativității, adică, pe scurt, conține toate absoluturile newtoniene.

Avem de-a face aici, evident, cu o contradicție flagrantă între credințe și fapte, rezultată, ca și altele asemenea, din identificarea expresă a unei

---

* W. de Sitter, *On the Relativity of Inertia*, Koninklijke Academie von Wetenschappente, Amsterdam 19, 1917.

analogii matematice reușite, cu unul dintre procesele fizice diferite pe care această analogie îl poate descrie corect între anumite limite date. În realitate lucrurile par să stea cu mult mai simplu: soluția lui de Sitter, ca și altele asemenea, nu reprezintă altceva decît infrastructura de susținere, schelăria geometriei riemanniene, care trebuie să apară ori de cîte ori decorul material este înlăturat. Ideea lui Einstein a identității fizice inextricabile dintre geometrie și gravitație, adică, cum se mai spune, a posibilității influenței proceselor fizice asupra metricii spațiu-timpului, nu pare nici ea mai consistentă decît celelalte modele fizice ale sale. Dealtfel, acest lucru nu are prea mare importanță, deoarece, după cum afirmă de Sitter, din punctul de vedere al relativității, ceea ce contează nu sînt proprietățile „reale" ale modelului, ci comportarea sa la transformările matematice.

Așa cum afirmă de Sitter în post-scriptumul lucrării citate, cînd Einstein — profund atașat intuițiilor sale fizice — a citit manuscrisul lucrării, a afirmat nu francheța care-l caracteriza că, după părerea sa, nici măcar nu se poate concepe o lume fără materie. „Dimpotrivă, cîmpul coeficienților $g_{\mu\nu}$ trebuie să fie determinat de materie și să nu poată exista fără ea". Aceasta era desigur numai dorința sa personală, deoarece soluțiile ecuațiilor sale de cîmp spuneau cu totul altceva. În orice caz, dacă, conform dorinței lui Einstein, excludem soluția de Sitter din cadrul conceptual al relativității numai pentru a face să dispară coeficienții $g_{\mu\nu}$ odată cu materia, atunci trebuie să admitem implicit că ecuațiile sale de cîmp nu descriu în mod univoc fenomenul gravitațional, că sistemul său este *nedeterminat din punct de vedere fizic datorită supraabundenței soluțiilor* și, în consecință, similar cu alte ecuații ale fizicii (§ 4.4.1), el nu reprezintă decît o analogie matematică, care permite studierea pe modelul riemannian a acestui fenomen gravitațional.

Dealtfel A. Fridman, în două memorii foarte concise, publicate în *Zeitschrift für Physik* în 1922 și 1924, a făcut descoperirea (capitală pentru evoluția cosmologiei relativiste moderne) că ecuațiile cîmpului ale lui Einstein se reduc simplu la un sistem de două ecuații diferențiale, care *admit o infinitate de soluții*, spațial deschise sau spațial închise, în care metrica spațiului este funcție de timpul cosmic. Descoperirea lui Fridman nu a fost bine văzută de Einstein, care a citit primul memoriu al lui Fridman (s-a înșelat, s-a scuzat, apoi a tăcut opt ani; cînd a vorbit din nou, opera lui Fridman era unanim recunoscută, dar autorul murise *), dar ea a fost exploatată de epigonii cosmologi ai lui Einstein, care ne oferă în prezent o mare varietate de universuri imaginabile sau neimaginabile.

Dacă, dimpotrivă, menținem soluția matematică relativistă a lui de Sitter, așa cum posteritatea a făcut-o în chiar cadrul cosmologiei relativiste, atunci relativitatea generală trebuie să renunțe, de dragul coerenței cu propriile axiome, adică în beneficiul frumuseții și mai ales al coerenței sale interne, la interpretările fizice cu care își motivează în prezent formalismul său matematic. Într-adevăr, de Sitter nu a fost dispus să fie de acord cu remarca platonică a lui Einstein, citată mai sus; el a dezvoltat coerent soluția sa matematică relativistă, astfel încît în metrica obținută, prin transformare stereografică, toți coeficienții (inclusiv cel al lui dt^2) să se anuleze la infinit.

De Sitter prezintă rezultatele cercetărilor sale, în maniera antinomiilor lui Kant, pe două coloane, care conțin cele două soluții relativiste posibile: soluția *A*, cea a lui Einstein și soluția *B*, cea proprie, cu formule astfel alese

---

* J. Merleau-Ponty, *Cosmologia secolului XX*, Ed. științifică și enciclopedică, București, 1978.

încît să evidențieze în mod clar similitudinile și diferențele. Din compararea acestor coloane rezultă coerența și superioritatea soluției B a relativității generale; după cum demonstrează de Sitter, ea este în orice caz *inatacabilă din punct de vedere matematic și se află în perfect acord cu spiritul și axiomele teoriei relativității*. În schimb, *această soluție nu are în general o semnificație fizică evidentă și cu atît mai puțin ea nu are semnificația fizică pe care Einstein o atribuise teoriei sale*, în special în ceea ce privește ideea identității dintre metrică și gravitație * (spațiul riemannian ca și forțele de inerție există independent de orice masă).

Fisura provocată de astronomul de Sitter în *înțelegerea dogmatică* a relativității generale a fost „reparată“ mai tîrziu cu ajutorul a două ipoteze de-a dreptul colosale. Prima, că metrica spațiului (riemannian bineînțeles) este o funcție de timp, adică am avea de-a face nu numai cu o geometrie riemanniană, dar chiar cu una variabilă în timp; numai un matematician lipsit de orice pasiune, scrie J. M. Ponty în lucrarea citată anterior, ar putea să arate fără să rîdă sau să tremure de emoție, că suma unghiurilor unui triunghi (care în geometria lui Riemann, spre deosebire de cea a lui Euclid, este mai mare decît a două unghiuri drepte), depinde de fapt de ziua în care a fost măsurată. Cea de a doua că, în univers materia este continuu creată din . . . nimic, conform teoriilor relativiste ale lui Hoyle, Bondi ș.a.

Teoria relativității generale întîmpină serioase (am zice insurmontabile) dificultăți atunci cînd modelele aproximative care au ajutat la elaborarea ei sînt ridicate la rangul de *entități fizice* absolute și se dorește a se prezenta ca o *teorie fizică* în acest sens; bun sau rău, acesta este însă sensul actual cvasiunanim acceptat de specialiști. Este ca și cînd specialiștii din domeniul electromagnetismului ar deduce din analogia matematică strict mecanică în care Maxwell și-a elaborat teoria, că fenomenele electromagnetice ar fi de fapt fenomene pur mecanice; din fericire, în acest domeniu s-a înțeles mai de mult că procedeul lui Maxwell a fost numai o simplă analogie și că ecuațiile sale descriu un cu totul alt aspect al realității fizice.

Pare sigur că și formalismul matematic al relativității generale descrie totuși o realitate fizică observabilă, atîta timp cît rezultatele sale de calcul sînt în bun acord cu datele de observație: avansul de periheliu al lui Mercur este într-adevăr de 43″/secol, devierea razelor de lumină care vin de la stelele îndepărtate și trec în apropierea discului Soarelui este în jur de 1,74″ (conform legii lui Newton, ea ar fi de numai 0,87″ ceea ce este sigur greșit), există o deplasare observabilă spre roșu (de natură gravitațională) a liniilor spectrale care provin din mase cosmice mari. Aceste trei fapte fizice specifice confirmă într-adevăr teoria lui Einstein, dar nu valabilitatea ei absolută (nici o teorie a fizicii nu poate aspira la o asemenea performanță, revendicată numai de dogmele religioase), ci — într-un anume sens — superioritatea ei față de teoria newtoniană a gravitației. În capitolul 4 noi am sugerat pe larg care este acea realitate fizică pe care credem că o presupune teoria relativistă a gravitației: două forțe corective la legea lui Newton acționînd în spațiul euclidian. dintre care una orientată pe direcția razei vectoare, cealaltă, tangentă la traiectorie; în restul lucrării noastre nu vom face, la urma urmei, altceva decît să dovedim că aceste forțe sînt reale și că ele se manifestă efectiv într-o multitudine de fenomene fizice observabile și măsurabile. Această încercare credem că va reprezenta pînă la un anumit punct o modestă contribuție pozitivă pe care o putem aduce teoriei lui Einstein.

* De Sitter, *On Einstein's Theory of Gravitation and its consequences*, MNRAS, 78, 1917—1918.

În capitolele anterioare am văzut cum artificiul matematic al mişcării inerţiale i-a permis lui Newton să utilizeze efectiv o forţă corectivă la propria sa lege a forţelor gravitaţionale, fără să considere explicit o astfel de forţă suplimentară. Am mai văzut cum acest procedeu este valabil şi în sens invers: Lorentz a făcut să „dispară" o forţă uşor constatabilă experimental şi, în consecinţă, cunoscută de toată lumea, anume forţa sa corectivă $q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ la legea absolut similară a lui Coulomb. Acest artificiu matematic al mişcării inerţiale în spaţiul euclidian este într-adevăr echivalent cu o forţă corectivă dată în raport cu mişcarea reală, teoretic totdeauna neinerţială.

În principiu, procedeul este simplu şi face parte din maniera generală în care mecanica analitică înlocuieşte *legăturile fizice* ale corpurilor în mişcare, prin *ecuaţii între coordonate*. Mişcarea neinerţială a unui corp faţă de un sistem A este datorată unei forţe conform legii fundamentale a mecanicii; dacă imaginăm un sistem de coordonate B, care se mişcă astfel încît mişcarea corpului raportată la acest sistem să fie inerţială, atunci forţa care acţionează asupra corpului „dispare" pur şi simplu în raport cu B, efectul ei fiind preluat prin ecuaţiile care pot fi scrise între coordonatele sistemelor A şi B. Pentru a rezolva o problemă oarecare de mişcare procedeul poate fi aplicat oricînd; pentru a crea o teorie a mişcării utilizînd acest procedeu este necesar evident ca toate corpurile să se mişte la fel sub acţiunea forţei date. Mişcarea sub efect gravitaţional satisface perfect acest deziderat.

Dacă forţa corectivă obţinută astfel nu este suficientă pentru a putea explica corect mişcarea gravitaţională observată putem obţine noi forţe corective la legea lui Newton cu ajutorul procedeului de mai sus presupunînd *ad hoc* că ea acţionează în alt fel de „spaţii", de exemplu, spaţiul sferic în cazul teoriei lui Lense (cap. 3), spaţiul 4-dimensional riemannian al teoriei lui Einstein (cap. 4) sau chiar într-un spaţiu 5-dimensional al unei teorii generalizate a însăşi teoriei relativităţii generale. Artificiul matematic al mişcării inerţiale, simplu — ca la Newton, generalizat — ca la Einstein sau supergeneralizat ca la Thiry, permite efectiv utilizarea (indirectă) în calcule a unor forţe corective la legea lui Newton, astfel încît aceasta să poată interpreta pe cît posibil mai exact mişcarea observată.

Asemenea procedee indirecte de studiu al fenomenului gravitaţional deşi împiedică — atunci cînd le absolutizăm — cercetarea directă, fenomenologică, a naturii şi caracteristicilor forţelor corective pe care le presupun, cercetare care ar lărgi nu numai baza lor fizică şi experimentală, dar şi eventual dezvoltările intrinseci ale acestor procedee, şi-au dovedit din plin utilitatea în trecut şi este probabil că o vor mai face şi în viitor. În prezent însă teoria gravitaţiei este net depăşită de rezultatele în cascadă pe care precizia actuală a experimentelor şi observaţiilor moderne o oferă şi teoreticienii în ale gravitaţiei fac pretutindeni eforturi de a generaliza (prin completare) însăşi teoria lui Einstein. Una dintre aceste generalizări „naturale" o constituie adăugarea unei noi „dimensiuni" spaţiului riemannian relativist, formulată pentru prima dată de Kaluga, Klein şi Veblen*. Această teorie generalizată cu metrică pentadimensională g_{kl}, conţine 15 cîmpuri variabile, care în „spaţiul" cvadridimensional dă zece componente ale tensorului metric $g_{\mu\nu}$, patru cvadrivectori Φ_μ şi un cîmp scalar, îndeajuns deocamdată pentru a justifica (în motivaţia lui Thiry) o mică variaţie în timp a constantei gravitaţionale $\varkappa$, conform cu ipoteza lui Dirac, despre care vom vorbi pe larg în continuarea pledoariei noastre.

* P. Jordan, *Schwerkraft und Weltall*, Braunschweig, 1956.

Deși asemenea generalizări în spații multidimensionale pot fi considerate ca rezerve inepuizabile ale teoriilor de tip relativist ale gravitației (la urma urmei există „spații" cu oricîte variabile!), care în viitor vor putea să „salveze fenomenele" contrariate în permanență de precizia mereu crescîndă a experimentelor și observației, noi vedem totuși într-o astfel de evoluție unilaterală a teoriei relativiste a gravitației o surprinzătoare reeditare în variantă modernă a istoriei teoriei lui Ptolemeu, care, pe măsura creșterii continue a preciziei de observație a mișcării planetelor, adăuga și ea noi și noi epicicluri formalismului său matematic, în aceeași dorință irealizabilă de a salva fenomenele. După cum știm acum foarte precis, toată încurcătura teoriei lui Ptolemeu nu provenea din dificultăți matematice (epicicluri puteau fi imaginate la infinit), ci din faptul că, din punct de vedere fizic, Soarele nu era plasat acolo unde trebuie.

5.2. ...ȘI EȘECURI CONCRETE

Dacă avansurile „suplimentare" de periheliu ale celor patru planete telurice ale sistemului nostru solar ar fi singurele eșecuri ale teoriei gravitației lui Newton, atunci am putea — indiferent — să aducem corecții acestei teorii, așa cum am arătat anterior, sau să considerăm, așa cum se consideră de fapt, că relativitatea generală „explică" suficient aceste avansuri, care ar constitui tot atîtea dovezi experimentale ale valabilității ei.

Sînt în realitate lucrurile atît de clare pe cît doresc unii teoreticieni să le prezinte? Într-un fel acești teoreticieni vor să lase impresia că teoria gravitației newtoniene este destul de exactă pentru „treburile curente" și că — cel puțin la nivelul sistemului solar — ea ar deveni absolut exactă prin adăugarea corecțiilor relativiste. În realitate, legea lui Newton se dovedește, în practică, mult mai puțin exactă decît o presupune a fi relativitatea generală și nu numai în cosmosul îndepărtat, dar chiar în interiorul sistemului solar.

Să începem chiar cu avansul planetar de periheliu, care, în cazul planetei Mercur, constituie „cea mai sigură dintre confirmările experimentale ale teoriei relativității generale". Prin forța lucrurilor, reziduurile în mișcarea planetelor se obțin ca diferențe între niște valori calculate conform teoriei gravitației newtoniene și valorile observate experimental de către astronomi. Observațiile asupra planetelor inferioare Mercur și Venus sînt de două feluri: observațiile asupra trecerii lor pe discul Soarelui și observațiile meridiane. Or, Le Verrier stabilește avansul secular de 38″ al lui Mercur, utilizînd numai observațiile rezultate din cele 15 treceri ale acestor două planete, ignorînd cu bună știință miile de observații meridiane ale acestor planete, de care dispunea, dar în care — astăzi se știe că nejustificat — nu avea suficientă încredere, în special datorită faptului că ele conduceau la dezacorduri mult mai mari cu teoria newtoniană a gravitației. Le Verrier arată [131] că *adăugînd observațiile meridiane observațiilor asupra trecerilor, avansul de periheliu al lui Mercur ar fi putut ajunge chiar la 60″/secol.* Această atitudine părtinitoare a lui Le Verrier este desigur justificată de faptul că el credea cu tărie în valabilitatea absolută a legii lui Newton și că dorea deci să stabilească un acord cît mai perfect între teorie și observație.

Newcomb dispune de 4 noi treceri ale lui Mercur și de cele două noi treceri ale lui Venus din 1874 și 1882. El dispunea, de asemenea, de circa 40 000 de observații meridiane asupra Soarelui, 5 400 asupra lui Mercur, 12 000 asupra lui Venus și 4 000 asupra lui Marte, făcute în 13 observatoare

diferite. Ca și Le Verrier și din aceleași motive, Newcomb nu consideră concludente rezultatele obținute din observațiile meridiane, dar utilizează totuși combinații ale unora dintre acestea cu cele ale trecerilor. *Avansul periheliului lui Mercur rezultat din Tabelul lui Newcomb (cap. 3) este de 41,24" și reprezintă diferența dintre avansul secular observat, 575,07" și avansul secular calculat conform teoriei lui Newton sub acțiunea maselor celorlalte planete, 533,83"*. Valoarea de 43,37" a acestui avans, cu care este comparată corecția relativistă a mișcării newtoniene, a fost obținută de Newcomb nu utilizînd legea lui Newton în calcule, ci *ipoteza lui Asaph Hall*, cu ajutorul căreia a încercat să corecteze această lege și conform căreia exponentul distanței din legea lui Newton nu este doi, ci o valoare apropiată (în calculul lui Newcomb exponentul a avut valoarea 2,0000001574); așadar, această valoare de 43,37", care apare, printre altele, în lucrările lui Newcomb, nu reprezintă un standard de comparație „legitim" pentru relativitatea generală, care nu generalizează legea lui A. Hall, ci pe cea a lui Newton.

Dealtfel, după cum demonstrează Grossman [100, 101] dacă ar fi ținut cont de totalitatea observațiilor de care dispunea, Newcomb ar fi putut reduce avansul de periheliu al lui Mercur la valoarea de 34"/secol. Rezultă că zecile de mii de observații astronomice, făcute în cele mai mari observatoare ale lumii, fixează avansul periheliului lui Mercur, conform lucrărilor clasice ale lui Le Verrier și S. Newcomb, în limitele 34"/secol — 60"/secol. J. Chazy arată [44] că, din punct de vedere astronomic, există oricum o incertitudine de minimum 10% în determinarea acestei valori, care, nu este o mărime măsurabilă direct, ci numai o diferență între alte mărimi a căror determinare este susceptibilă de erori dintre cele mai variate.

În aceste condiții, coincidența absolută dintre avansul de periheliu, care apare în lucrările lui Newcomb și cel dat de relativitatea generală, coincidență care îi frapează pe cei care nu sînt cît de cît familiarizați cu problemele practice ale astronomiei, nu are, nu poate avea caracterul absolut pe care i-l acordă unii teoreticieni în ale gravitației. O asemenea coincidență absolută a fost proclamată de entuziaștii adepți ai lui Einstein încă în 1916 și ea s-a perpetuat în toate lucrările dedicate teoriei relativității generale. De exemplu, în lucrarea lui M. Born, citată anterior, putem citi cu privire la valoarea avansului lui Mercur: valoare teoretică, 43,03 ± 0,03, valoare observată, 43,11 ± 0,45. Este prea frumos ca să fie adevărat!

Desigur, valoarea 43,03 ± 0,03 rezultă conform cu calculele relativității generale, în condițiile expuse pe larg în capitolul 4, dar cealaltă valoare oferită de M. Born, 43,11 ± 0,45 *reprezintă diferența dintre avansul observat și cel calculat conform teoriei newtoniene a gravitației.* Am văzut mai sus marja largă de incertitudine oferită de observațiile astronomice (din acest punct de vedere situația nu s-a schimbat prea mult de la Newcomb în zilele noastre). Să urmărim în continuare și incertitudinile existente în ceea ce privește rezultatele de calcul.

Sistemul de mase atribuite planetelor joacă rolul esențial în utilizarea practică și în verificarea teoriei gravitației; scopul principal al mecanicii cerești actuale este tocmai acela de a găsi un sistem coerent de mase planetare compatibil cu teoria gravitației și cu mișcarea observată în sistemul nostru solar. Cu alte cuvinte, dacă introducem un astfel de sistem coerent de mase în ecuațiile mișcării perturbate ale lui Lagrange (cap. 3), mișcarea descrisă de aceste ecuații ar trebui măcar după atîtea sute de ani de observații și ajustări, să coincidă exact cu mișcarea observată a planetelor. Numai că acest lucru nu se întîmplă în realitate.

Am analizat anterior (cap. 3) dificultăţile cărora a trebuit să le facă faţă Le Verrier şi Newcomb în stabilirea unui astfel de sistem coerent de mase planetare. Asemenea incertitudini nu au dispărut nici astăzi, aşa cum se poate vedea în tabelul 4, unde sînt prezentate, cu titlu de exemplu, determinările asupra masei relative a planetei Saturn ($1/m$), în raport cu masa unitate a Soarelui, realizate de diverşi cercetători de-a lungul timpului.

Tabelul 4

Masa relativă a lui Saturn	Sursa
3501,6 ± 0,8	Bessel (1833), din mişcarea satelitului Titan
3494,8 ± 0,3	Jeffrey (1954) şi Struve (1924—1937) — Titan
3502,2 ± 0,53	Hill (1895), din perturbaţiile asupra lui Jupiter
3534,133 ± 0,2	Mihalski (1933), din perturbaţiile asupra asteroidului (659) Nestor
3497,64 ± 0,27	Hertz (1953), din perturbaţiile asupra lui Jupiter
3499,7 ± 0,4	Clemence (1960) — idem

Ce altă concluzie putem trage din analiza rezultatelor prezentate în acest tabel, decît aceea că vechile incertitudini nu au fost de fel înlăturate şi că teoreticienii relativişti consideră teoria newtoniană a gravitaţiei cu mult mai exactă decît este ea în realitate?

Saturn nu face nici o excepţie din acest punct de vedere: incertitudinea asupra valorilor exacte ale maselor afectează toate planetele sistemului solar şi mai ales planeta Pămînt. Prin amabilitatea Ellei Marcurs de la Observatorul astronomic din Bucureşti, prezentăm în tabelul 5 cîteva date semnificative, care ilustrează concludent această situaţie generală, rezultată din calculul conform teoriei newtoniene a mişcării planetare. Este, după cum se poate constata uşor, o situaţie nu tocmai strălucită, care creează probleme foarte serioase cercetătorilor de specialitate. Numai cine nu a respirat măcar pentru o clipă atmosfera reală din preajma acelor savanţi care au lucrat efectiv — ani în şir — în acest domeniu captivant, dar foarte dificil, al mecanicii cereşti, mai poate nutri credinţa naivă a valabilităţii absolute a rezultatelor obţinute din calculul newtonian al mişcării planetare.

De fapt ultima noastră afirmaţie se poate să nu fie întru totul adevărată, dacă avem în vedere excepţia pe care o constituie, conform unei legende, soţia lui Einstein. Vizitînd unul din marile observatoare astronomice americane şi fiind foarte impresionată de uriaşele şi variatele aparate cu care acestea erau dotate, a întrebat la ce folosesc. Cînd i s-a răspuns că ele servesc la observarea mişcării aştrilor, soţia lui Einstein ar fi exclamat: „Ce cheltuială inutilă! Soţul meu rezolvă de obicei asemenea probleme pe dosul oricărui plic vechi!". Legendă sau nu, o asemenea concepţie este, din păcate, foarte răspîndită printre mulţi teoreticieni, în special printre cei mai tineri. Ea subapreciază în mod vădit importanţa majoră a rezultatelor observaţiei şi experienţei, singurele în măsură să hotărască asupra limitelor de valabilitate ale oricărei teorii.

Nu trebuie să ne inducă în eroare valoarea cvasiconstantă a masei lui Jupiter din datele diverşilor autori, prezentate în tabelul 5. Aşa cum am văzut şi în lucrările lui Le Verrier, această valoare rezultă în principal din observaţiile asupra multiplilor săi sateliţi în ipoteza că ei se mişcă exact în conformitate cu teoria lui Newton. Cu alte cuvinte această valoare determinantă,

Tabelul 5

Masele relative ($1/m$) ale planetelor sistemului solar după diverse surse

Sursa	MERCUR	VENUS	PĂMÎNT	MARTE	JUPITER	SATURN	URANUS	NEPTUN
Planetary Coordinate	7 000 000	406 500	330 000	3 093 500	1 047,35	3 500,0	22 869	19 314
Newcomb	6 000 000	408 000	329 390	3 093 500	1 047,325	3 501,6	22 869	19 314
U.A.I. 1964	7 500 000	404 000	327 900*	3 085 000	1 047,40	3 490,0	22 750	19 500
Donjon 1950	6 174 667	406 624	333 432	3 087 333	1 047,21	3 502,4	22 838	19 273
Rabe 1950	6 210 000	408 645	328 452*	3 110 000	1 047,19	—	—	—
Grillot 1910	—	—	—	—	1 047,52	3 512,0	22 453	18 908
Kovalevski 1930	—	—	—	—	1 047,355	3 498,0	22 869	19 314
Abalkin 1971	6 120 000	408 539	332 951,3	3 088 000	1 047,39	3 500,0	22 869	18 889
Clemence 1964	5 983 000	408 522	328 900,1*	3 098 700	1 047,39	3 499,2	22 930	19 260

* Împreună cu luna.

atribuită masei lui Jupiter, constituie un fel de standard de la care, cu foarte mici abateri, pleacă în calculele lor toţi autorii citaţi.

În limitele marjei de incertitudine care rezultă din datele tabelului 5 se pot opera diverse corecţii ale mişcărilor planetare, astfel încît anumite reziduuri din tabelul inegalităţilor seculare, calculat de Newcomb sau altele similare, să coincidă „exact" cu cele furnizate de o teorie sau alta, ori să „dispară" cu desăvîrşire. Bineînţeles o asemenea operaţie duce la creşterea altor reziduuri, elementele osculătoare ale mişcării eliptice formînd în mare măsură un tot solidar, dar dacă aceste creşteri cad sub limita marjei de incertitudine, lucrurile nu sînt prea grave şi se pot astfel „salva fenomenele" scontate.

Un exemplu în această direcţie îl constituie *anularea mişcării nodului lui Venus*, mişcare pe care teoria relativităţii generale nu o poate explica. În tabelul lui Newcomb există, după cum am văzut, o diferenţă netă de 0,60" între valoarea dedusă din observaţii (—105,40") şi valoarea obţinută prin calcul conform teoriei newtoniene (—106,00"), pentru produsul $\sin i \frac{d\Omega}{dt}$; aceasta înseamnă un avans secular al nodului lui Venus de 10,14" ($i = 3°23'37''$), *valoare care depăşeşte, după cum arată Newcomb, de peste cinci ori eroarea probabilă.*

Newcomb nu a fost un dogmatic, dimpotrivă, a luat în considerare diversele posibilităţi neconvenţionale (inclusiv diferite legi de forţe corective la legea lui Newton) capabile să înlăture reziduurile mişcărilor planetare. Între altele, el discută pe larg [158] mişcarea nodului lui Venus şi posibilităţile de a micşora sau chiar de a face să dispară o asemenea mişcare stînjenitoare pentru teoria gravitaţiei, atribuind diverse valori masei Pămîntului, respectiv paralaxei solare π_0, de care această masă este legată prin relaţia

$$\pi_0 = 609{,}52'' \sqrt[3]{m}. \tag{5.1}$$

El observă că *dacă am neglija practic rezultatele observaţiilor meridiane şi am reţine numai pe cele asupra trecerilor*, aşa cum a procedat Le Verrier, valoarea observată a produsului $\sin i \frac{d\Omega}{dt}$ ar creşte de la —105,40" la — 105,44", iar diferenţa seculară ar scădea de la 0,60" la 0,56". *În acest caz, o paralaxă solară de 8,762" ar anula complet avansul nodului lui Venus.*

Avînd în vedere numeroase date experimentale, Newcomb nu se poate hotărî să anuleze această mişcare insolită. Singurul compromis pe care l-a făcut în această direcţie a fost acela de a adopta în final valoarea de 8,790" pentru paralaxa solară, ceea ce reduce în continuare valoarea 0,56" la 0,25" şi respectiv avansul nodului lui Venus la valoarea 4,22". El adaugă că această valoare minimă a avansului, stabilită în special pe baza trecerii lui Venus din anul 1874, ar putea fi confirmată sau infirmată cu ocazia următoarei treceri a planetei, cea din anul 2004. Trebuie să subliniem faptul că paralaxa solară fundamentală adoptată de Newcomb pentru ansamblul lucrărilor sale este totuşi $\pi_0 = 8{,}803'' \pm 0{,}001''$, care, rotunjită la valoarea $\pi_0 = 8{,}80''$ a fost acceptată ca *valoare oficială internaţională* a acestei constante şi că valoarea 8,790" nu reprezintă decît compromisul maxim pe care l-ar putea face avînd în vedere trecerea din 1874.

Fără a mai aştepta însă anul de graţie 2004, teoreticienii în ale gravitaţiei s-au grăbit să anuleze mişcarea nodului lui Venus, atît de incomodă pentru teoriile lor, fie ignorînd-o pur şi simplu, fie (Bauschinger, 1919) mă-

rind puţin, foarte puţin, la 8,769″ valoarea fatidică a paralaxei solare dată de Newcomb, astfel încît avansul nodului lui Venus să reintre în limita erorilor de observaţie. Se pare că şi aici s-a aplicat tot o „indicaţie metodologică" a lui Newcomb, care a remarcat cu umor [158] faptul că dacă din întîmplare în aşa-numita masă a Pămîntului uităm masa Lunii, considerînd — aşa cum nu este permis a se proceda în mecanica cerească — numai masa Pămîntului singur, determinată, de exemplu, prin metode trigonometrice sau gravimetrice, avansul nodului lui Venus ar dispărea. *Masa sistemului Pămînt-Lună, care acţionează ca un tot asupra lui Venus, este însă prea mare pentru a se putea anula această mişcare.*

Determinările astronomice asupra paralaxei solare (şi respectiv asupra masei Pămîntului) au continuat, un rol central jucîndu-l asteroidul (433) Eros, descoperit în 1898. Avînd o excentricitate mare, $e = 0,22$, acest asteroid (distanţa heliocentrică 1,46 ua) se apropie de Soare pînă la o distanţă de numai 1,12 ua şi de Pămînt pînă la distanţa de 0,15 ua. Cum 21 rotaţii sinodice ale lui Eros sînt egale cu 37 de ani iulieni tereştri, rezultă că şi opoziţiile cele mai favorabile, cînd el se apropie cel mai mult de Pămînt, se repetă după fiecare 37 de ani.

În cursul opoziţiei din 1900—1901 au fost făcute numeroase observaţii asupra lui Eros în multe observatoare din Europa şi America obţinîndu-se o valoare medie a paralaxei solare $\pi_0 = 8{,}807'' \pm 0{,}0027''$. Opoziţia foarte favorabilă din 1930—1931 a fost precedată de pregătiri minuţioase, făcute în 24 de observatoare, dintre care 6 au fost situate în emisfera sudică a Pămîntului, toate lucrările fiind coordonate de Observatorul din Greenwich. Cele 2 847 de observaţii efectuate simultan au fost prelucrate timp de un deceniu, obţinîndu-se în final valoarea medie a paralaxei solare $\pi_0 = 8{,}7904'' \pm 0{,}0010''$. Numeroşi cercetători au analizat practic totalitatea observaţiilor efectuate asupra lui Eros de la descoperirea sa obţinînd rezultate destul de concordante, aşa cum se vede în tabelul 6. Aceste rezultate sînt pe larg confirmate de cele obţinute prin metodele complet diferite, utilizate de Mc. Guire, Pentegil ş.a.

Rezultă clar din cele de mai sus că avansul nodului lui Venus nu poate fi în nici un caz ignorat şi orice nouă teorie viabilă a gravitaţiei va trebui să

Tabelul 6

Sursa	Valoarea paralaxei solare
Niewcomb, 1895	8,790″
Hill, 1894 — Asteroidul (12) Victoria	8,8017″
Hill, 1897 — idem	8,8010″
H ll, 1894 — Asteroidul (80) Sapho	8,7960″
Hill, 1897 — idem	8,7965″
Witt, 1905 — (433) Eros, obs. 1893—1903	8,794″±0,009″
Hinks, 1910 — Idem opoziţia 1900—1901	8,806″±0,003″
Noteboom, 1921 — Idem obs. 1893—1914	8,799″±0,001″
Witt, 1933 — Idem, obs. 1893—1931	8,799″±0,001″
Rabe, 1950 — Idem, 3000 obs. 1926—1945	8,79835″±0,0039″
Mc. Guire, 1960, Dinamica orbitei lui Pioneer	8,79738″±0,0008″
Pentegil, 1961, Explorarea radar a lui Venus	8,794491″±0,000024″
Paralaxa solară care ar anula avansul nodului lui Venus (Newcomb)	8,762″

explice și această mișcare dizidentă, care, așa cum rezultă din tabelul lui Newcomb și din multe alte observații recente (§ 12), *este o mișcare comună tuturor planetelor sistemului solar,* fiind dealtfel perfect similară mișcării corespunzătoare a electronilor în interiorul unui atom Bohr-Sommerfeld. Teoria pe care o vom discuta în continuarea acestei lucrări este capabilă să dea un răspuns concludent și acestei probleme, insolubilă pentru teoriile actuale ale gravitației.

Există încă multe alte mișcări ale planetelor pe care teoria newtoniană a gravitației nu le poate controla în nici un fel. Una dintre acestea este mișcarea de rotație a planetelor în jurul axelor proprii, care nu joacă nici un rol în această teorie. Dacă, de exemplu, Pămîntul sau oricare altă planetă s-ar roti de 10 ori sau de 10 000 de ori mai repede, sau mai încet decît o fac astăzi, rezultatul asupra mișcării celorlalte planete ar fi nul, conform ecuațiilor mișcării perturbate. Nici nu ne-am putea aștepta ca lucrurile să se petreacă altfel, deoarece în teoria newtoniană a gravitației planetele sînt de fapt simple puncte materiale fără dimensiuni și, în consecință, nu se poate vorbi în nici un fel despre o mișcare de rotație în jurul axelor proprii. Aceasta este o defecțiune majoră a teoriei lui Newton, nu atît în raport cu raționamentele matematice, cît, mai ales, în raport cu realitatea observabilă. Relativitatea generală aduce aici un remarcabil progres de principiu: în această teorie planetele nu mai sînt puncte materiale, ele au dimensiuni fizice intrinseci, măsurate de raza lor gravitațională. Din păcate aceste dimensiuni fizice sînt prea mici. raza gravitațională a Pămîntului este de numai o jumătate de ... centimetru, iar a Soarelui de circa ... 3 kilometri. Să reamintim faptul că structura atomică nu a putut fi descifrată coerent pînă nu s-a descoperit mișcarea de rotație în jurul axei sale a electronului planetar (Uhlembeck și Goudsmit, 1925) și pînă nu s-a ținut cont de ea în ecuațiile generale ale mișcării (Dirac, 1929). În domeniul planetar asemenea mișcări au fost descoperite de mult, dar teoriile gravitației refuză practic să ia act de existența lor.

Nici o planetă a sistemului solar nu este observată a se mișca pe traiectoria calculată conform teoriilor existente. Cauzele acestei situații stranii sînt, după cum scrie R.H. Dicke [60], necunoscute și noi incompatibilități continuă să apară pe măsura perfecționării continue a preciziei de observație. Deși calculele mecanicii cerești sînt în bună concordanță cu datele de observație, această concordanță nu este atît de bună precum ar trebui să fie. Așa-numitele constante fundamentale ale astronomiei, printre care *paralaxa solară. nutația, precesia* și *aberația*, nu sînt de fapt decît convenții pentru unificarea limbajului, pe care astronomii le reexaminează periodic în lumina noilor date de observație.

O teorie a unei planete oarecare nu este altceva decît o reprezentare matematică a mișcării sale orbitale. Scopul său este acela de a stabili poziția planetei după o perioadă dată de timp și, în ultimă instanță, de a servi ca standard de comparație cu observațiile. Metodele numerice actuale, spre deosebire de cele analitice, permit cu ușurință să se rezolve practic problema celor *n* corpuri, astfel încît să se țină seama de influența simultană a tuturor celor nouă planete ale sistemului solar. Dar chiar *efemeridele* astfel calculate nu pot fi utilizate (după cum le arată și numele) decît un timp foarte limitat; după un timp mai îndelungat, ele dau erori inadmisibile. Compararea teoriilor analitice actuale ale mișcării planetelor cu datele de observație efectuate din 1800 pînă astăzi dau erori care în cazuri fericite depășesc totuși cîteva secunde de arc. Cele mai bune dintre aceste teorii, elaborate pentru perioade de 10—20 de ani, servesc, așa cum arată R. L. Duncombe [70], mai curîn

pentru interpretarea şi reducerea datelor observaţionale decît ca standarde riguroase de observaţie. Dacă calculăm — cu titlu de exemplu — excentricitatea orbitei lui Venus cu ajutorul relaţiei (3.23) pentru o perioadă de 20 de mii de ani, obţinem un rezultat negativ, ceea ce este absurd, excentricitatea unei orbite neputînd fi decît pozitivă sau nulă.

Nu poate fi deci vorba de a elabora teorii ale planetelor — conform metodelor actuale ale mecanicii cereşti — care să fie valabile de exemplu pentru 100 000 de ani, în condiţiile asigurării unei precizii cît de cît acceptabile. Dar aceasta este o perioadă infimă în raport cu cei aproape 5 miliarde de ani cît credem astăzi a fi „vîrsta" sistemului nostru solar ... Pentru teoriile actuale ale gravitaţiei acest sistem solar nu s-a schimbat practic deloc în acest uriaş interval de timp.

Sînt multe teorii diferite asupra modului în care s-a format acest sistem solar. Aproape toate pornesc de la ideea că acum 5 miliarde de ani Soarele şi planetele s-au format prin comprimarea unui nor gazos de tipul celui înfăţişat în figura 16. Între acest „moment" al apariţiei sistemului solar şi „momentul" descris de schiţa sa kepleriană, adică pentru o perioadă de cinci miliarde de ani de evoluţie continuă, ecuaţiile teoriilor clasice ale gravitaţiei „universale" nu pot descrie în nici un fel această evoluţie. S-a condensat acest gaz primordial în întregime în Soare şi planete? Datele de observaţie atestă totuşi prezenţa unui gaz interplanetar cu o densitate de 10^{-21}—10^{-22} g/cm³, care nu este mai mică decît cea a nebuloaselor pe care le observăm în galaxie. În ce

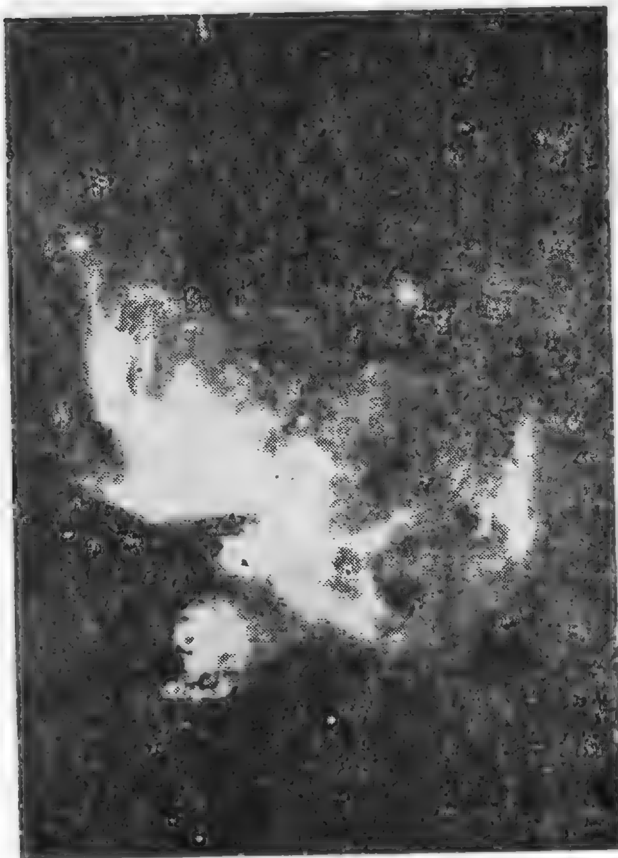


Fig. 16. Marea nebuloasă din Orion.

stare se găsește astăzi acest gaz, cum se mișcă și mai ales cum influențează el mișcarea planetelor? Cîmpuri electrice și magnetice de valoare ridicată ($H \sim (1-10)\ 10^{-5}$ Oe) acționează în spațiul interplanetar ca și în întregul spațiu al galaxiei și peste tot în universul observabil. Particule (protoni și electroni) avînd viteza luminii și energii uriașe (chiar de ordinul a 10^{20} eV) bombardează în fiecare secundă Pămîntul și celelalte planete și ele creează la nivelul întregii galaxii o densitate medie de energie a radiației cosmice care ajunge la circa 10^{-12} erg/cm^3. Este oare posibil ca toate acestea să nu influențeze în nici un fel mișcarea planetelor și a corpurilor cosmice în general, așa cum presupun de fapt teoriile actuale ale gravitației și, mai ales, cei care nu admit nici măcar o secundă de arc într-o sută de ani în plus sau în minus față de cele 43″ prezise de relativitatea generală pentru micuța planetă Mercur?

Spațiul interplanetar al Soarelui nu este nici vid și nici împietrit, așa cum îl presupun aceste teorii ale gravitației și pentru a face o asemenea constatare nu avem nevoie de subtilități matematice sau de cine știe ce aparate deosebite. Așa cum se vede în figura 17, coroana solară, care reflectă direct condițiile existente în acest spațiu, se modifică de la o clipă la alta, în funcție de „activitatea" solară. Aceste condiții variabile nu se regăsesc numai în imediata vecinătate a Soarelui; la numai cîteva ore de la declanșarea unor erupții solare simțim pe Pămînt în modul cel mai concret posibil aceste „activități" sub forma unor puternice furtuni magnetice, care perturbă sau întrerup comunicațiile radio la mari distanțe sau declanșează fenomene grandioase la scară planetară, ca de exemplu *aurorele polare*. Toate acestea și altele asemenea, despre care vom vorbi pe larg în cuprinsul acestei lucrări, arată în modul cel mai concret că în spațiul interplanetar se produc fenomene de intensitate deosebită, pe care planetele le resimt efectiv, dar pe care teoria gravitației, a lui Newton și, în general, teoriile actuale ale gravitației, nu le pot descrie. Clasica forță a gravitației și-a pierdut dealtfel situația de monopol în multe domenii ale astronomiei; într-o serie de cazuri presiunea radiației cosmice și forța cîmpului magnetic se dovedesc tot atît de mari sau chiar mai mari.

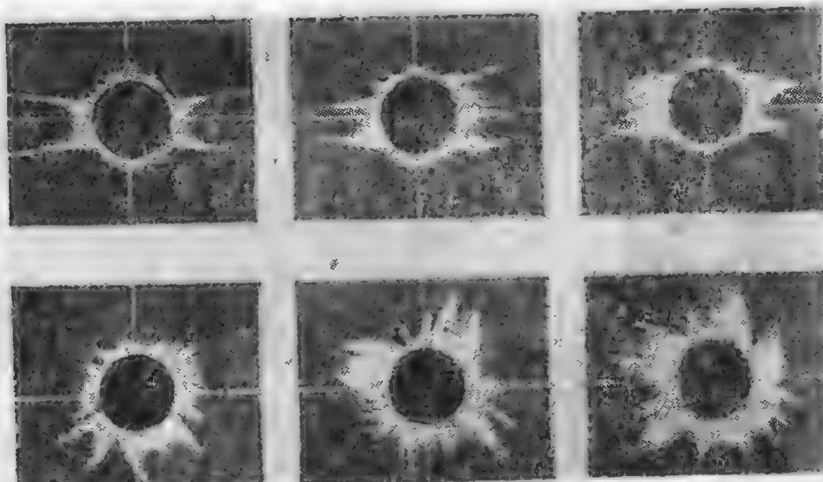


Fig. 17. Spațiul circumsolar nu este „împietrit", așa cum îl presupun teoriile actuale ale gravitației; aici au loc în permanență schimbări fizice observabile, între altele prin modificarea formei și dimensiunilor coroanei solare.

Ecuațiile teoriei gravitației newtoniene descriu mișcarea unor puncte materiale într-un spațiu vid inexistent în univers. O planetă în mișcare de rotație în jurul Soarelui se va mișca, conform teoriei, totdeauna aproximativ pe o aceeași traiectorie; perturbațiile provenite de la celelalte planete sînt infime și nu pot determina la scara sistemului solar schimbări majore, compatibile cu conceptul de evoluție, așa cum îl înțelegem astăzi. Laplace și Lagrange sînt autorii celebrului rezultat, care afirmă invariabilitatea axelor mari ale orbitelor planetare (această teoremă rezultă din aceea că ecuația întîi a sistemului (3.26) nu conține în cel de al doilea membru nici un termen independent de timp). Laplace a arătat, în 1773, că în aproximația de ordinul unu în raport cu masele (cazul curent utilizat pentru stabilirea inegalităților seculare, de exemplu, a avansului de periheliu) și de ordinul doi în raport cu excentricitățile și cu înclinațiile, lungimea axelor mari ale orbitelor planetare nu suferă variații seculare; trei ani mai tîrziu Lagrange a înlăturat restricțiile referitoare la excentricități și la înclinații și a dat propoziției o demonstrație simplă și elegantă. În 1809 Poisson a extins rezultatul și pentru aproximația de ordinul doi în raport cu masele, obținînd astfel un rezultat foarte general. Această demonstrație matematică elegantă afirmă stabilitatea deplină a sistemului solar; ea a liniștit spiritele preocupate în vremea lui Laplace de eventualitatea unei ciocniri dintre Pămînt și Lună, dar neliniștește spiritele veacului nostru, care văd — conform teoriei — *un sistem solar imuabil într-un univers dovedit practic a fi în permanentă evoluție.*

Într-adevăr una dintre trăsăturile caracteristice observabile ale evoluției universului este tocmai *expansiunea*. Încă în 1926 Edwin Hubble, care lucra cu cel mai mare telescop de pe vremea aceea la observatorul de pe Mount Wilson, a demonstrat definitiv că galaxiile se îndepărtează de noi, iar viteza de recesiune v, crește cu distanța R de la Pămînt, potrivit relației

$$v = HR \tag{5.2}$$

unde H, constanta lui Hubble, este evaluată în prezent [121] a avea valoarea $H = 3{,}2 \cdot 10^{-18}\ \mathrm{s}^{-1}$. Vitezele mari de recesiune, care rezultă pentru distanțe

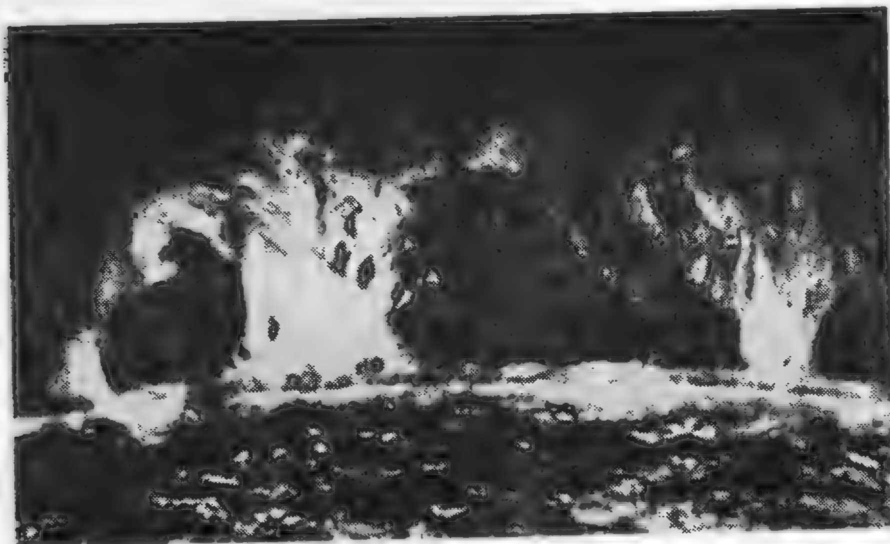


Fig. 18. Erupție solară.

R mari, pot provoca un efect Doppler decelabil (deplasarea spre roşu a liniilor spectrale), dat de relaţia

$$z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v}{c}, \tag{5.3}$$

conform mecanicii newtoniene, şi

$$z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{1 + \frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \tag{5.4}$$

conform relativităţii restrînse, unde λ este lungimea de undă a radiaţiei emise de sursa ce se îndepărtează de observator cu viteza v, iar c este viteza luminii. Analiza spectrală a luminii primite de la aştrii îndepărtaţi pune experimental în evidenţă un astfel de fenomen al expansiunii, dacă se interpretează decalajul spectral observat ca un efect Doppler.

Expansiunea universului! Temă generoasă pentru avîntate meditaţii cu profunde rezonanţe poetice! Dar a cărui univers? A întregului univers observabil? Deci şi a sistemului solar în ansamblu şi a Pămîntului însuşi? Acest lucru este însă de neconceput, un univers în expansiune cu un sistem solar ascultînd docil de teorema Laplace-Lagrange-Poisson şi un Pămînt avînd exact aceleaşi dimensiuni ca în ziua întîi a facerii lumii, este un nonsens. Cum şi-ar putea oare mări volumul un punct sortit să rămînă veşnic fără dimensiuni conform teoriei lui Newton? Sau cum ar putea să o facă conform teoriei lui Einstein, dacă această teorie îl condamnă să rămînă veşnic în limitele minusculei sale raze gravitaţionale, care nu depinde decît de masa planetei? Este drept, ea mai depinde şi de constanta gravitaţională G, dar aceasta este o constantă absolută, ca şi viteza luminii, în teoria lui Einstein, astfel încît o asemenea expansiune este exclusă.

Şi totuşi, în ciuda interdicţiei impuse de teoria gravitaţiei, putem observa, calitativ şi cantitativ, rezultatele concrete ale acestei expansiuni universale, chiar în universul nostru particular, în sistemul solar şi pe Pămînt. Există multiple raţiuni practice şi teoretice, despre care vom discuta pe larg în capitolele următoare, că *planetele se îndepărtează efectiv de Soare, mărindu-şi în acelaşi timp dimensiunile* (expansiunea sistemului solar). Static această situaţie este revelată actualmente prin prezenţa unor planete gigant către exteriorul sistemului şi a unor planete mici în imediata vecinătate a Soarelui. Într-o asemenea interpretare, Pămîntul pare să fi venit dinspre orbitele actuale ale lui Mercur şi Venus şi să se îndrepte inexorabil spre cele ale lui Marte şi Jupiter. Simultan, el şi-ar fi mărit considerabil volumul şi acest proces continuă.

Deşi fenomenul amintitei expansiuni este foarte lent, efectele sale sînt cumulative în timp şi pot fi detectate prin reconstituiri. Foarte de curînd, cercetătorii Observatorului Naval al S.U.A., J.A. Eddy şi A.A. Boornazian, au întreprins un studiu statistic asupra măsurătorilor diametrului aparent al Soarelui efectuate între anii 1836 şi 1953 de către Observatorul de la Greenwich. Rezultatele i-au condus la concluzia că *Soarele nostru, văzut de pe Pămînt, îşi micşorează continuu diametrul cu o rată de 0,01% pe secol.* Desigur nu atît valoarea absolută a acestui procent prezintă importanţă, cît, mai ales,

faptul că acest proces de micşorare a diametrului solar, respectiv de îndepărtare a Pămîntului de Soare, este continuu.

Într-o eclipsă totală de Soare discul Lunii acoperă, după cum se ştie, complet, discul solar. Lucrurile nu au stat însă tot astfel şi în vechime. De exemplu, cu ocazia eclipsei totale de Soare observată la Roma în anul 1567, documentele vremii consemnează existenţa unui inel luminos care înconjura Luna şi care dovedeşte că Soarele avea un diametru aparent mai mare decît cel de astăzi.

În 1912 Wegener a relevat faptul impresionant al derivei continentelor globului terestru. El a arătat că enormele blocuri continentale, alcătuite din material rigid mai uşor (Si—Al) plutesc, conform principiului lui Arhimede şi se deplasează pe o manta vîscoasă subiacentă (Si—Ma), schimbînd în permanenţă configuraţia acestui glob. Du Toit, bazîndu-se în special pe similitudinea formelor de coastă, a reuşit — în conformitate cu teoria lui Wegener — să asambleze diferitele blocuri continentale într-unul singur, alcătuind un supercontinent, Gondwana, avînd aproximativ aceeaşi arie cu aria uscatului de astăzi. Reconstituirile moderne (Đearnley, K. M. Creer, 1965) au putut merge însă cu mult mai departe: s-a putut asambla aria sialică, astfel încît aceasta să acopere în întregime suprafaţa globului terestru, dar s-a constatat că un astfel de glob are o rază de numai 4 000 km, adică mai puţin decît diametrul actual al lui Mercur!

Aşadar, expansiunea Pămîntului poate fi constatată experimental (§ 12.1), ca şi permanenta sa îndepărtare de Soare. Face oare această expansiune locală parte din marea expansiune a universului determinată, de asemenea, experimental? Mac Dougall [140] constată că *rata expansiunii Pămîntului este conformă într-adevăr cu legea lui Hubble*, care, pentru raţiuni practice poate fi scrisă şi sub forma

$$v\ [\mathrm{km/s}] = (100 \pm 20) \cdot 10^{-6} R\ [\mathrm{pc}], \qquad (5.5)$$

unde R reprezintă raza în parseci, iar 1 pc $= 3 \cdot 08\ 10^{18}$ cm. La nivelul razei actuale a Pămîntului relaţia de mai sus dă o viteză de expansiune terestră de 0,66 cm pe an, în foarte bun acord cu determinările experimentale ale multor cercetători. Conceptul unei asemenea expansiuni coerente a universului este însă interzis de teoriile clasice ale gravitaţiei şi în particular de relativitatea generală, care se mîndreşte totuşi cu faptul că ar fi întrezărit acest fenomen universal în ecuaţiile relativiste ale lui Weyl şi Wirtz, chiar înainte ca Hubble să anunţe — primul — descoperirea sa experimentală.

Afirmaţia noastră este dovedită de faptul că au fost făcute numeroase încercări de renovare a teoriei relativităţii generale în sensul de a o pune de acord tocmai cu acest concept al expansiunii (Jordan, Brans-Dicke, Thiry). Ideea centrală a unei asemenea renovări constă în adăugarea *ad hoc* a unui cîmp scalar variabil la ecuaţiile relativiste ale gravitaţiei, astfel încît acestea să poată interpreta expansiunea observată (a Pămîntului, de exemplu). Mai concret, ea constă în admiterea ipotezei sugerată de Eddington şi formulată de Dirac, conform căreia constanta gravitaţională G este de fapt ... variabilă şi anume că ea scade permanent în timp, ceea ce permite „o eliberare parţială a compresiunii gravitaţionale a Pămîntului" şi de aici expansiunea. O asemenea teorie renovată nu se mai numeşte însă relativitate generală ci, de exemplu, teoria scalar-tensorială Brans-Dicke, care, între altele, contestă teoriei lui Einstein cele 43"/secol ale avansului periheliului lui Mercur (§ 9.1).

În aceste condiţii ale unui G variabil în timp (şi deci şi în spaţiu), legile fundamentale ale gravitaţiei formulate de Newton şi Einstein nu pot avea altă

semnificație decît aceea a unor rezultate locale, *valabile numai la un moment dat și pentru un loc dat.* Cum ar putea fi ele extrapolate în timpul și spațiul nesfîrșit fără a afecta grav precizia rezultatelor obținute? Schița kepleriană a sistemului solar, fundamentul acestor teorii ale gravitației, nu reprezintă ea însăși decît un instantaneu în nesfîrșita evoluție a universului și a sistemului nostru solar, după cum au arătat — cu mult înaintea descoperirii lui Hubble — diferitele teorii cosmogonice asupra acestui sistem.

Unul dintre cele mai precise etaloane de verificare a preciziei oricărei teorii a gravitației îl constituie, fără îndoială, mișcarea Lunii, deoarece, fiind cel mai apropiat corp ceresc, eventualele iregularități ale acestei mișcări pot fi observate cu ușurință. Pentru a explica asemenea iregularități care au apărut încă de la început, Newton a fost obligat să admită că centrul elipsei Lunii se mișcă în jurul centrului Pămîntului pe un ... epiciclu; pentru unele dintre iregularitățile constatate, ca de exemplu pentru mișcarea liniei apsidelor, care se dovedea de două ori mai rapidă decît prevedea calculul, el a renunțat chiar să mai ofere vreo explicație. Pînă într-atît apăreau de neexplicat asemenea iregularități în raport cu teoria sa a gravitației, încît Newton a emis chiar ideea că mișcarea Lunii are nevoie din cînd în cînd de intervenția divină pentru a se restabili ordinea; un bun subiect de critică, pe care Leibnitz nu l-a scăpat.

Lucrurile nu au mers prea bine nici pentru urmași, deoarece, cu toată seria de lucrări excelente care i-au fost dedicate, mișcarea Lunii nu este nici pînă în prezent explicată exact prin teoria gravitației. Astfel în 1693 Halley, confruntînd datele asupra eclipselor consemnate în documente vechi (babiloniene, Plutarh, Hiparh etc.) cu datele de calcul, a stabilit că *aceste eclipse se produseseră cu aproximativ două ore înaintea momentului determinat prin calculul bazat pe teoria mișcării Lunii și a Pămîntului.* Or, pentru a putea prezice momentul unei eclipse solare cu o precizie de o secundă, poziția Lunii trebuie cunoscută cu o precizie de 0,5 secunde de arc. De aceea T. Mayer a ajuns la concluzia că *mișcarea Lunii în jurul Pămîntului se accelerează încontinuu,* cu o rată medie de 13 secunde pe secol. Accelerația seculară a Lunii a fost confirmată apoi de totalitatea observațiilor efectuate ulterior (Dunthovne, Mayer, Lalande, Baily etc.).

Această constatare a provocat îngrijorare, dar, paradoxal, nu printre teoreticienii în ale gravitației: conform cu legea ariilor, $C = rv =$ const, dacă viteza Lunii crește, distanța r dintre Lună și Pămînt scade, ceea ce va conduce în cele din urmă la o ciocnire catastrofală între cele două corpuri. Spiritele preocupate de eternitatea planetei noastre nu s-au liniștit decît atunci cînd Laplace a demonstrat teorema care afirmă invariabilitatea axelor mari ale orbitelor planetare și mai ales cînd a demonstrat că de fapt această accelerație este un efect periodic de slabă amplitudine, datorat perturbațiilor planetare ale orbitei teoretice. Concordanța dintre valoarea teoretică dată de Laplace și valoarea experimentală era perfectă, numai demonstrația s-a dovedit incorectă, după cum au arătat ulterior Baily (1811), Airy (1853) și W. Brown (1895).

Precizia cu care teoria actuală a mișcării Lunii, elaborată începînd cu Clairaut și D'Alembert și definitivată de W. Brown, permite calculul poziției sale în spațiu, este de 0,5"—1", adică de 1—2 km. Pentru a fixa o idee asupra minuțiozității și complexității acestei teorii a Lunii, vom aminti că anumite formule care dau poziția ei în spațiu sînt compuse din suma a sute și sute de termeni distincți, care reprezintă perturbațiile periodice. Valorile majorității acestor termeni nu depășesc 0,1" și corespund unei variații a poziției Lunii în spațiu de circa 200 m. Pentru a obține această precizie a teoriei Lunii, *Brown*

a fost totuși nevoit să introducă în Tabelele sale și un termen empiric, a cărui semnificație era necunoscută.

Șapte ani mai tîrziu el a dovedit că acest termen nu se putea datora decît unei fluctuații a vitezei rotației terestre. Analiza făcută de Spencer Jones asupra longitudinilor planetelor Mercur și Venus, ale Soarelui și ale Lunii l-au condus — în 1939 — la următorul rezultat: *ziua solară crește uniform cu 0.00164 secunde pe secol;* acest efect introduce un decalaj progresiv între timpul mediu și un timp uniform, *decalaj care atinge 50 de minute în interval de zece secole.* Acest decalaj explica apariția „prematură“ a eclipselor solare în antichitate.

R. R. Newton [156] arată că în prezent accelerația seculară (în raport cu calculul newtonian) a vitezei unghiulare medii a Lunii este cuprinsă între 0,20 și 0,50 secunde de arc pe secol într-un secol, media accelerației fiind de 42″/secol². Cu o eroare probabilă de $\pm 10\%$, asemenea deplasări adiționale nu pot fi explicate prin perturbațiile gravitaționale provocate de Pămînt, Soare sau de celelalte planete, adică nu pot fi explicate prin efecte gravitaționale. Atunci?

Contemporanii și-au adus aminte de o veche ipoteză, formulată de filozoful Kant prin 1755 și care la vremea ei nu a prea trezit cine știe ce interes; conform ei viteza de rotație a Pămîntului scade ca urmare a frînării provocată de unda de maree care se deplasează în jurul Pămîntului sincron cu mișcarea Lunii și a Soarelui; știința a adoptat imediat această explicație „negravitațională“. Ceasornicele moderne cu cuarț, care au un mers de o excepțională uniformitate, au confirmat că într-adevăr „orologiul terestru“, care măsura perioada de rotație a Pămîntului în raport cu stelele, era un orologiu neexact: *el rămîne în urmă cu circa 18 secunde pe secol în raport cu aceste ceasornice moderne.* Dar măsurătorile foarte îngrijite efectuate la scară planetară în ultimii ani arată [149] că *numai o treime din cele 18 secunde superflue (mai exact 7 secunde pe secol) poate fi atribuită frecării provocată de maree.*

Prin urmare, 11 secunde mai rămîn încă de explicat, și acest efect poate fi constatat cu mult mai direct și mai precis decît avansul de periheliu al lui Mercur. Pentru prevederea exactă a eclipselor solare situația nu este prea gravă, *astronomii adaugă această valoare ca un factor corectiv empiric în ecuațiile lor,* dar pentru teoria gravitației lucrurile nu sînt deloc în ordine. Jordan și alții explică acest fenomen ca datorîndu-se unei scăderi progresive în timp a constantelor gravitaționale G sau $\varkappa$, adică, din nou, unei defecțiuni majore a acestei teorii.

Dealtfel, variația vitezei de rotație a Pămîntului, înregistrată experimental, nu se limitează numai la această încetinire seculară uniformă. *Ziua terestră suferă de la un moment la altul fluctuații accentuate* datorită unor procese care par a se desfășura în interiorul globului terestru. Aceste fluctuații aparent întîmplătoare, care ating adesea 0,001 s și mai mult în cursul unui an, explică de ce orologiile astronomice pot fi în întîrziere sau în avans într-un singur an cu 0,05—0,07 secunde în raport cu orologiile cu mers foarte uniform. Spencer Jones a găsit că această fluctuație neregulată a avut *o amplitudine de ordinul unui minut în cursul ultimelor trei secole.*

În 1937 N. Stoyko a decelat — din studiul diferențelor dintre timpul mediu astronomic și cel al păstrătoarelor de timp cu cuarț — o *variație sezonieră a vitezei zilnice de rotație a Pămîntului,* a cărei amplitudine este de ordinul unei milisecunde: aceasta arată *că între mișcarea de rotație în jurul axei sale și mișcarea de revoluție a Pămîntului, există o corelare directă, adică un cuplaj spin-orbită,* pe care teoria gravitației îl ignoră pur și simplu.

Acest cuplaj, care provoacă multe fenomene terestre explică printre altele corelaţia directă, înregistrată experimental, dintre activitatea solară, variaţia cîmpului magnetic terestru şi a vitezei de rotaţie a Pămîntului precum şi dintre acestea şi activitatea seismică şi vulcanologică a planetei noastre (§ 12.3).

Faptul că mişcarea de rotaţie a planetelor nu joacă practic nici un rol în teoria gravitaţiei face ca asemenea fenomene, care afectează nu numai observaţia astronomică, dar, în cel mai înalt grad, însăşi viaţa noastră de toate zilele, să nu poată fi explicate de această teorie. Ele sînt trecute în categoria din ce în ce mai largă a „efectelor negravitaţionale", adică a acelor efecte rezultate din mişcările planetelor şi sateliţilor lor care nu-şi pot găsi o explicaţie în cadrul teoriei actuale a gravitaţiei; dintre aceste efecte să reamintim *alunecarea scoarţei terestre în raport cu nucleul Pămîntului* („deriva vestică"), *migraţia polilor geografici şi magnetici ai Pămîntului* etc., etc. (§ 12.3).

Există şi alte efecte „negravitaţionale" în sistemul Pămînt-Lună, pe care teoriile clasice ale gravitaţiei nu le pot controla, despre care vom mai vorbi în continuarea acestei lucrări. Acum vom remarca numai că dacă mişcarea Lunii ca satelit al Pămîntului se dovedeşte a fi atît de complexă, mişcarea sateliţilor unei planete mari ca Jupiter va fi eventual şi mai complicată, fiind şi mai puternic influenţată de prezenţa unor factori „negravitaţionali", foarte greu de evaluat în prezent. Acesta ar face ca o oarecare fracţiune din mişcarea observată a sateliţilor acestei planete să fie datorată tocmai acestor factori, ceea ce ar conduce la erori în determinarea masei acestei planete, mai exact a produsului *Gm*, dat fiind că acest produs se determină în special din mişcarea sateliţilor. Or, masa lui Jupiter determină în principal sistemul de mase planetare adoptat conform teoriei newtoniene a gravitaţiei. Aceasta înseamnă că orice erori în determinarea *Gm* a marilor planete şi în special al lui Jupiter pot provoca, în lanţ, erori în determinarea maselor tuturor celorlalte planete, sistemul newtonian de mase fiind în cea mai mare măsură solidar. Chiar precizia actuală a teoriei s-ar putea dovedi astfel iluzorie ....

Sistemul nostru solar mai are însă pe lîngă cele 9 planete şi cei 31 de sateliţi planetari cu orbitele lor cvasicirculare, încă vreo cîteva zeci de mii de mici planete (asteroizi), circa $10^{11} \div 10^{12}$ comete, materie meteoritică etc. Eşecurile cele mai frapante ale teoriilor clasice ale gravitaţiei în interiorul sistemului solar se înregistrează tocmai în domeniul foarte vast al mişcării micilor planete şi în special al cometelor. Or, mişcarea acestor corpuri cereşti enorme, care sînt cometele (masa pînă la 10^{21} g, diametrul coroanei 10^9—10^{10} cm şi lungimi ale cozii pînă la aproximativ 10^{10} cm, care practic străbat — în sens direct şi retrograd şi cu înclinări ale planelor lor orbitale variind între 0° şi 180° — întreaga sferă a sistemului nostru solar (de la limitele teoretic calculabile ale acestei sfere şi pînă efectiv prin coroana solară, ca în cazul cometei 1882 II, care se apropie de Soare pînă la numai $1,16 \cdot 10^{10}$ cm), este mult mai în măsură să furnizeze limitele de valabilitate ale unei teorii a gravitaţiei, decît mişcarea oarecum banală — directă, cvasiplanară şi cvasicirculară — a planetelor. Mişcarea acestor extraordinare sonde spaţiale interplanetare depăşeşte cu mult, prin varietatea traiectoriilor lor, cele mai ambiţioase programe spaţiale posibile astăzi şi ele pot furniza atît o evaluare mai corectă a proprietăţilor reale ale spaţiului gravitaţional al Soarelui şi planetelor, cît şi un test foarte concludent asupra posibilităţilor reale ale unei teorii date a gravităţii.

Cometa Encke-Backlund (perioadă 3,284 ani) este cometa cu perioada cea mai scurtă dintre toate cometele și ea se mișcă practic în vecinătatea orbitei terestre. Încă din prima jumătate a secolului al XIX-lea, s-a observat o creștere sistematică și variabilă a mișcării medii a acestei comete, în paralel cu o scădere sistematică a excentricității orbitei sale. Mediată pe intervale mai mari de timp, accelerația $\Delta\mu/\mu$($\Delta\mu$ fiind variația pe revoluție a mișcării zilnice medii) este de $+9{,}7 \cdot 10^{-5}$ pentru perioada 1819—1865 și în jur de $+4{,}2 \cdot 10^{-5}$ pentru perioada 1865—1934 [225]. Trebuie remarcat faptul că *o asemenea accelerare „suplimentară“ în raport cu calculul newtonian este un dezacord incomparabil mai mare decît avansul de periheliu al lui Mercur; el reprezintă circa 2,7 ore pe perioada de revoluție și acest efect este cumulativ în timp. Această situație cu totul stranie este caracteristică pentru majoritatea cometelor observate.* Cometa d'Arrest (perioada 6,7 ani) prezintă o decelerare a mișcării medii $\Delta\mu/\mu = -6{,}4 \cdot 10^{-5}$, cometa Wolf 1 (perioada 8,3 ani) prezintă o decelerare $\Delta\mu/\mu = -2{,}5 \cdot 10^{-6}$ etc. Mișcarea dizidentă a unui număr de 64 de comete va fi analizată pe larg într-un capitol special al acestei lucrări și acestea sînt încă departe de a epuiza întregul material disponibil. Toate acestea arată, într-o manieră concretă, că *teoria gravitației a lui Newton este într-adevăr cu mult mai puțin exactă decît o presupune a fi relativitatea generală.* Față de cele mai precise calcule care au fost efectuate, celebra cometă Halley a trecut la periheliu — cu ocazia reîntoarcerii din 1910 — cu o *întîrziere de 3 zile*; o astfel de defecțiune a mișcării cometei Halley este de-a dreptul enormă în raport cu minuscula abatere săvîrșită de periheliul simpaticei planete Mercur în raport cu canoanele newtoniene. Cauzele acestor discrepanțe nu sînt cunoscute și au fost imaginate diferite mecanisme fizice, negravitaționale pentru explicarea lor, despre care vom discuta pe larg ulterior (cap. 10).

Așa cum ne asigură specialiștii consacrați ca E. Öpik, J. Oort, J. Woerkom ș.a., cometele sînt membri permanenți ai sistemului nostru solar, ele revin deci periodic, dar dacă interpretăm *ad litteram* observațiile și măsurătorile efectuate de astronomi asupra mișcării lor cu ajutorul metodelor de calcul actuale, nu mai putem să le acordăm cu inima ușoară un astfel de statut. Dintre cele circa 850 de orbite cometare cunoscute în prezent, 73% au o excentricitate... cvasiparabolică, $0{,}99 < e < 1{,}01$, și numai 27% au $e < 0{,}99$, adică se mișcă pe orbite eliptice clare. Dintre orbitele cvasiparabolice numai 16% sînt elipse foarte alungite, *marea majoritate fiind parabole (43%) sau hiperbole*, adică orbite rezervate, conform teoriei newtoniene, numai acelor călători care sînt doar în trecere prin sistemul solar.

Desigur mișcarea cometelor este susceptibilă de a suferi perturbații din partea marilor planete, unii dintre specialiști mai speră să găsească un răspuns convingător în acest efect al perturbațiilor, dar rezultatele obținute pe calculatoarele electronice în lucrările de mari proporții efectuate în perioada 1950—1975 de Whipple, Marsden, Delsemne, Huebner, Miller ș.a., par să fi spulberat definitiv speranța de a mai găsi în teoriile actuale ale gravitației un răspuns la această problemă. În consecință, au fost inventate mecanisme specifice negravitaționale, conform cărora cometele devin un fel de ... rachete autopropulsate prin expulzarea gazelor conținute de nucleu, sub influența razelor solare [133, 226]; în felul acesta, astronomii compensează — în lipsă de ceva mai bun — serioasele diferențe dintre mișcarea observată și cea permisă de teoriile actuale ale gravitației.

În raport cu dificultățile întîmpinate în acest domeniu al mecanicii cerești, avansul de periheliu al lui Mercur și avansul nodului lui Venus apar

ca reziduuri neglijabile. *Există aici nu unul sau două, ci zeci și sute de asemenea reziduuri, care întrec cu mult, sub aspect calitativ și cantitativ, pe cele rezultate din mișcarea banală a marilor planete și ele revelează în masă proprietățile reale ale spațiului circumsolar, proprietăți care se dovedesc a fi diferite de cele preconizate de teoriile actuale ale gravitației.* Nu ar fi oare timpul ca teoria gravitației să rezolve mai întîi asemenea probleme concrete, „locale“, care — între altele afectează serios mișcarea sondelor și a navelor spațiale (§ 10.4) — înainte de a încerca să ghicească care anume model de univers, dintre cele multe oferite de ecuațiile lui Einstein, este mai real și de a discuta în detaliu ce anume s-a întîmplat în primele zecimi de secundă după „nașterea“ acestui univers, acum 15 miliarde de ani?

Timpul scurt de care se dispune în general pentru observarea cometelor și asteroizilor scoate în evidență foarte pregnant imprecizia teoriilor actuale. Principial, conform metodei newtoniene a lui Gauss (sau conform variantelor sale mai recente), determinarea traiectoriei unui astru nou descoperit este posibilă din numai trei observații consecutive, dar între principii și sudoarea calculatorilor de orbite cometare este o mare diferență. Dacă intervalele dintre observații sînt mici (de exemplu, cîteva zile, cazul cel mai frecvent în practică), orbita obținută este foarte puțin exactă și există pericolul real ca astrul să fie pierdut. Observatorul „newtonian“ este obligat în permanență să-și corecteze traiectoria sa coroborînd un cît mai mare număr de observații directe. Este drept, apariția calculatoarelor moderne a mărit enorm viteza de calcul, dar nu și precizia teoriei gravitației.

O îmbunătățire substanțială a preciziei se obține, de regulă, atunci cînd cele trei observații sînt echidistante în timp, intervalul dintre observațiile extreme fiind de 1,5 ÷ 2 luni, dar nu toți aștrii se expun un timp atît de îndelungat contemplării noastre și sînt multe cazurile cînd aștrii nou descoperiți au fost apoi efectiv pierduți. Astfel asteroidul (719) Albert a fost descoperit la Viena de astronomul. A. Paliza; el a fost observat între 3 și 18 octombrie

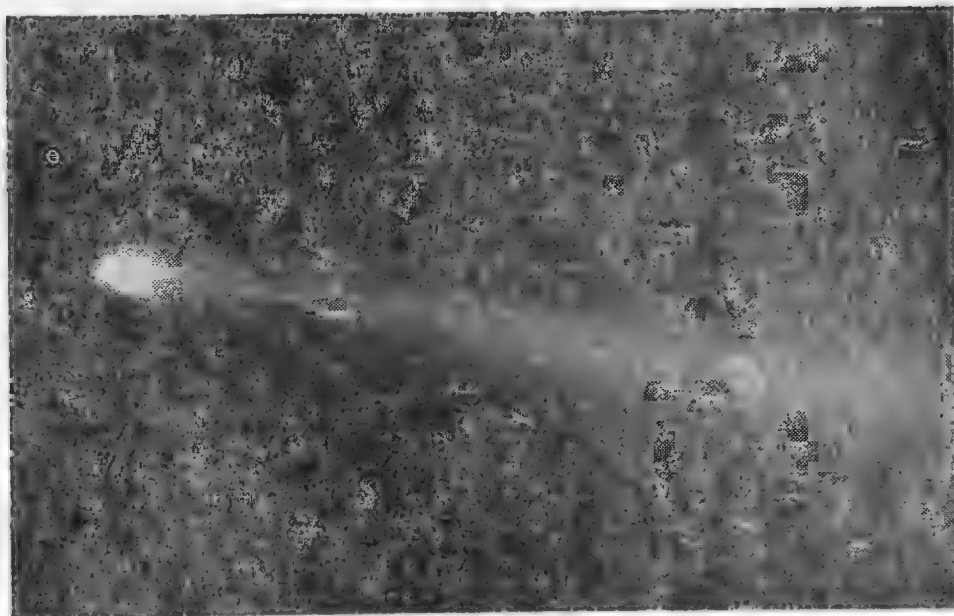


Fig. 19. Cometa 1907 III (Daniel).

1911 și, pe baza acestor observații, i s-a calculat orbita și efemerida. După o perioadă de timp în care mica planetă nu a mai putut fi observată, ea nu a mai putut fi găsită cu toate eforturile depuse de numeroși astronomi, deoarece orbita calculată nu a corespuns cu cea reală. La fel este cazul micilor planete (1936) C. A. Adonis, (1937 UB) Hermes etc.; *între 1911 și 1930 au fost descoperiți circa 1962 de asteroizi, dar numai 484 au putut fi înregistrați.* Unii asteroizi pierduți, au fost regăsiți întîmplător ulterior.

Chiar după determinarea „exactă" a primei orbite, aceasta nu poate servi un timp mai îndelungat pentru calcularea efemeridei; adesea chiar pentru opoziția următoare a unui asteroid, se obțin poziții calculate care diferă foarte mult de cele reale. Dispunem în prezent de teorii „definitive" ale mișcării unui număr foarte restrîns de mici planete, dar precizia lor este cu mult mai mică decît a teoriilor marilor planete; cele mai exacte dintre ele dau erori calcul-observație, care ating adesea zeci de secunde de arc.

Ce să mai spunem de mișcarea extraordinară a unor mari nodozități luminoase observate în cozile gazoase ale cometelor, care sfidează în dublu sens teoria atracției gravitaționale newtoniene: ele *se mișcă în lungul cozii îndepărtîndu-se de nucleu, iar accelerațiile repulsive observate întrec uneori de circa 200 de ori accelerația atractivă newtoniană*? În coada cometei 1908 III s-a observat mișcarea simultană a cinci asemenea formațiuni luminoase distincte, formate din molecula de CO^+, avînd accelerații diferite, care întreceau de 47 pînă la 150 de ori accelerația newtoniană! Se constată că asemenea accelerații sînt întotdeauna multipli de 22,4, dar teoriile actuale sînt foarte departe de a rezolva asemenea probleme.

Dar despre dezintegrările de comete, dintre care unele s-au produs sub ochii astronomilor ca în cazul cometei Barnard, la 27 septembrie 1882? La un moment dat cometa a început să se lungească în direcția Soarelui; în octombrie nucleul alungit s-a subțiat la mijloc și apoi s-a divizat lent în două fragmente, *care au început să se îndepărteze încet unul de celălalt*, în ciuda teoriilor actuale care susțin că mișcarea corpurilor este independentă de natura lor, adică toate corpurile trebuie să se miște absolut la fel sub efect gravitațional? Asemenea exemple de divizări cometare sînt multe (cap. 10), ultima observație de acest fel avînd loc în anul 1977. Dar despre *împrăștierea* „nejustificată" a roiurilor meteoritice care provin din dezintegrări cometare, pe distanțe uriașe, care depășesc, după cum arată observațiile, 0,5 ua?

Toate aceste abateri și altele asemenea, despre care vom discuta pe larg în continuarea lucrării noastre, arată în modul cel mai concret cu putință că teoria newtoniană a gravitației, care constituie de fapt fundamentul mecanicii cerești, descrie mișcarea corpurilor cosmice în propriul nostru sistem solar, într-adevăr cu mult mai puțin exact decît o presupune relativitatea generală. În consecință, aceasta din urmă nu poate suplini în nici un fel numeroasele eșecuri ale teoriei newtoniene, în afara minusculului avans de periheliu al lui Mercur. Dacă acum aproape 100 de ani, pe vremea cînd teoria lui Newton era infailibilă, această dizidență a mișcării lui Mercur părea o monstruozitate de neconceput, în prezent ea pare un banal reziduu aproape neglijabil.

Și mai departe? Sistemul celor 9 mari planete ocupă o regiune de 1 000 de ori mai mică decît uriașa dimensiune a ansamblului sistemului solar la limitele căruia se găsește — după Opik — rezervorul cometelor cu perioadă lungă. La rîndul său, această dimensiune apare ea însăși minusculă în raport cu dimensiunile altor sisteme cosmice observabile. Cît de mult putem extrapola în cosmosul observabil — fără riscul de a prejudicia grav rezultatele — o

lege pe care Newton a dedus-o din mişcarea observată a unui număr infim de puncte materiale, într-o regiune infimă a spaţiului nesfîrşit, lege care chiar în această regiune se dovedeşte a nu fi absolut exactă?

Sirius, cea mai strălucitoare stea pe firmament (distanţă 8 ani lumină), a fost de mult observată cu atenţie de astronomi. Bessel a reunit, în 1834, aceste observaţii şi a observat că mişcarea acestei stele este foarte neregulată: traiectoria ei arăta ca o linie ondulată. Măsurînd timp de 10 ani poziţia precisă a lui Sirius, el s-a convins că nu putea fi vorba decît de o stea dublă, o *binară*; mişcarea ondulată putea fi bine explicată admiţînd ipoteza că Sirius şi o altă stea neobservată încă s-ar mişca în jurul centrului lor comun de masă, efectuînd o revoluţie completă în circa 50 de ani. Bessel a evaluat chiar masa acestui satelit (Sirius *B*), 95% din masa Soarelui, în timp ce masa din Sirius *A* era de 2,5 mase solare. În 1862, acest satelit a fost efectiv descoperit, dar traiectoria sa înregistrată prin măsurători a corespuns numai în linii foarte mari celei calculate de Bessel (fig. 20).

În figura 21 este prezentată orbita înregistrată prin observaţii a unei alte binare, ξ Ursae Majoris. Este aproximativ o elipsă kepleriană (una dintre componentele binarei nu se găseşte în focarul elipsei din cauza unui efect de perspectivă), dar această „elipsă" se află foarte departe de curbele matematice cu care teoria ne-a obişnuit. Legea atracţiei gravitaţionale newtoniene acţionează clar şi în acest sistem, dar caracterul său aproximativ apare aici, ca şi în cazul altor binare (numai Herschel a catalogat vreo 846), mult mai pregnant decît în cazul mişcării planetelor.

O consolare platonică: abaterile constatate de la mişcarea conform legilor lui Kepler şi, respectiv, de la legea gravitaţiei a lui Newton, sînt datorate pur şi simplu erorilor inerente observaţiilor asupra acestor sisteme cosmice relativ mici, aflate la mare distanţă. Să extindem atunci scara acestor sisteme şi să ne oprim asupra uriaşelor sisteme galactice în al căror fascinant regat ştiinţa a pătruns ferm odată cu Hubble. Ei bine, s-a dovedit clar, prin mijloacele foarte diferite pe care astronomia modernă de observaţie ni le pune la îndemînă, că în interiorul acestor miliarde şi miliarde de entităţi cosmice, adevăratele celule constitutive ale universului observabil, mişcarea diverselor

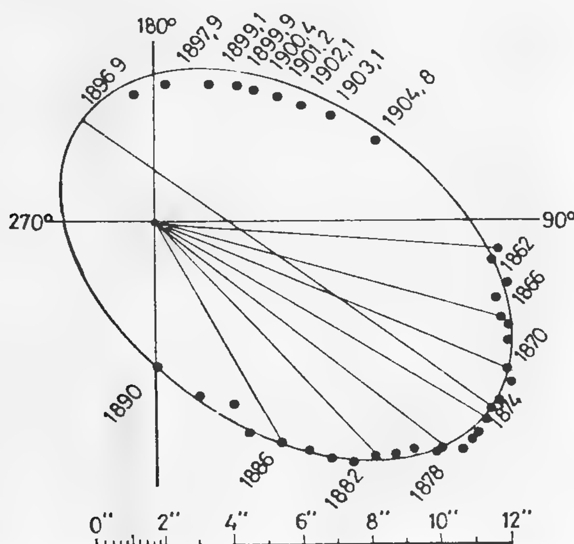


Fig. 20. Orbita binarei Sirius.

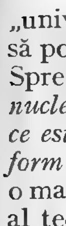
Fig. 21. Orbita binarei Ursae § Majoris.

corpuri — stele, pulberi sau gaze — nu este de tip keplerian. Descoperirea *rotației diferențiale* a galaxiei reprezintă, alături de descoperirea deplasării spre roșu a liniilor spectrale, una dintre cele mai mari, mai neașteptate și mai senzaționale realizări ale astronomiei galactice.

Problema a debutat la începutul secolului cînd Kapteyn a început un studiu statistic sistematic asupra distribuției stelelor galaxiei noastre și a mișcărilor lor în raport cu Soarele (cu sistemul solar), în scopul de a determina *apexul,* adică acel punct de pe bolta cerească către care se mișcă acest sistem. Observațiile au relevat două *derive,* respectiv o mișcare relativă a Soarelui față de anumite stele și o altă mișcare relativă față de alte stele. Dar mișcarea absolută a Soarelui nu poate fi decît una, nu pot exista două apexuri. Urmează că înseși grupurile de stele observate se împart în două clase, unele cu mișcare preponderentă într-o direcție, altele cu mișcare preponderentă în altă direcție. S-a dedus că, în general, stelele observate se împart în două curente, fiecare curent avînd o mișcare de ansamblu deosebită de a celuilalt.

Analiza statistică începută de Kapteyn a fost continuată la scară din ce în ce mai mare, timp de douăzeci de ani. Lucrarea executată în preajma anului 1925 a luat în cercetare vreo 4 600 de stele, care au fost împărțite în 50 de categorii, după magnitudinile lor absolute, după clasele lor spectrale și după diverse alte caracteristici. Pentru fiecare categorie s-a determinat apexul solar și elementele elipsoidului vitezelor. S-a revelat astfel din ce în ce mai clar asimetria mișcărilor stelare, *disimetriile galaxiei,* care a condus la elaborarea teoriei rotației diferențiale a galaxiei noastre, desăvîrșită de Oort în 1927, a cărei interpretare dinamică a fost dată de Lindablad și care, acum 15 ani a fost strălucit confirmată de observațiile radioastronomice efectuate asupra multor altor galaxii (§ 6.3).

Mișcarea diferențială din interiorul galaxiilor nu este o mișcare kepleriană. Nucleele galaxiilor cu diametre de 10—15 pc se rotesc în jurul axelor proprii cu viteze periferice de 50—100 km/s. *În jurul acestor nuclee, pe distanțe de ordinul a 300—500 pc se observă mari aglomerări de stele care se rotesc în jurul nucleului cu viteză unghiulară constantă, adică se rotesc ca un corp solid*; aceeași mișcare se constată (§ 6.3) și în cazul gazului intergalactic (hidrogenul neutru), dar pe distanțe mult mai mari, de ordinul a 5—7 kpc. În continuare, *la distanțe din ce în ce mai mari de centrul galactic viteza de rotație începe să scadă, avînd un caracter intermediar între mișcarea unui solid compact și mișcarea kepleriană, tinzînd numai asimptotic către aceasta din urmă spre periferia sistemului.*



Mişcarea observată în aceste celule fundamentale ale universului nu corespunde deci legilor lui Kepler. O astfel de constatare nu trebuie să ne surprindă. Schiţa fizică a sistemului solar, sugerată de cele trei legi kepleriene pare a fi mult prea simplificată, în raport cu modelele galactice pe care le putem observa *de visu* cu ajutorul marilor telescoape, în primul rînd datorită faptului că spaţiul intragalactic nu este un spaţiu vid, el conţine — între altele — o mare cantitate de gaze, în special hidrogen, a cărui masă poate atinge 50% din întreaga masă a unei galaxii. Aceste gaze se rotesc în jurul centrului după aceleaşi legi nekepleriene ca şi materia concentrată în stele şi această mişcare poate fi măsurată precis (§ 6.3). Modelul galactic observat se apropie mai mult de concepţia lui Descartes asupra sistemelor cosmice, decît de cea a lui Newton.

În consecinţă, nu ne putem aştepta în nici un caz ca legea gravitaţiei „universale" a lui Newton, bazată fundamental pe legile lui Kepler (cap. 2) să poată controla cît de cît exact mişcarea observată în interiorul unei galaxii. Spre deosebire de Soare, care conţine 99,87% din masa întregului sistem solar, *nucleul unei galaxii nu conţine decît (1÷3)% din masa totală a galaxiei, ceea ce este cu totul insuficient pentru a controla mişcarea stelelor în jurul său, conform cu legea lui Newton.* Revelarea acestei situaţii stranii a provocat desigur o mare surpriză printre teoreticieni; ea consemna un eşec clar şi la scară mare al teoriei gravitaţiei, care mergea „destul de bine" în sistemul solar.

Atunci s-a imaginat un alt model. S-a presupus anume că între masele din interiorul galaxiei acţionează legea gravitaţiei a lui Newton, dar cîmpul gravitaţional nu este creat în special de nucleu, ci de totalitatea elementelor constitutive ale galaxiei. Cu alte cuvinte, va trebui să calculăm teoretic cum 150 de miliarde de stele, care ocupă un volum definit, trebuie să atragă o stea oarecare în interiorul acestui volum, presupunînd că fiecare stea atrage steaua considerată conform cu legea lui Newton, astfel încît să se obţină mişcarea observată. Dificultăţile de ordin matematic nu sînt de netrecut pentru un computer adecvat şi în condiţiile unor ipoteze plauzibile. Asemenea calcule au arătat însă că masa totală a galaxiei noastre ca şi a altor galaxii, stabilită pe baza ipotezei că i se poate aplica integral legea gravitaţiei a lui Newton, depăşeşte totuşi de multe ori masa elementelor luminoase, pe care le putem observa realmente în componenţa lor [5]. Un eşec cu totul remarcabil!

Dată fiind infailibilitatea legii lui Newton, galaxiile ascund, probabil, exact atîta masă cîtă lipseşte pentru a satisface pe deplin această lege. Se revine astfel la mecanica factorilor ascunşi, dincolo de barierele simţurilor noastre, dezvoltată de H. Hertz în a sa *Mechanik* (1894), conform căreia orice dezacord între rezultatele teoretice şi cele experimentale poate să-şi găsească explicaţia în existenţa unor mase sau mişcări suplimentare ascunse pe care le putem presupune „după voie". Procedeul a „mers" de mai multe ori, ca de exemplu în cazul descoperirii prin calcul a planetei Neptun de către Le Verrier, din perturbaţiile produse de această planetă — ascunsă încă — asupra planetei Uranus, sau în cazul descoperirii companionului lui Sirius de către Bessel. El nu a mai mers deloc însă în cazul următoarei planete, cea transneptuniană şi Pluto a trebuit să fie descoperit (1930) pur şi simplu prin observarea sistematică a cerului de către Tombaugh. Dincolo de această mică planetă ar trebui să fie, conform calculelor, o alta cu mult mai mare — aşa-numita planetă *X* — pe care în zadar o caută astronomii de peste o sută de ani; această planetă gigant ar avea, de asemenea, rolul să explice şi de ce cometele refuză să se supună în prezent legilor gravitaţiei. În orice caz, perturbaţiile care au fost luate în consideraţie în exemplele de mai sus erau

infime în raport cu forța centrală newtoniană, care controlează predominant mișcarea observată; în cazul galaxiilor însă aceste „perturbații" depășesc de multe ori această forță și procedeul amintit apare ca o simplă consolare platonică.

În principiu, conform procedeului propus de Hertz în a sa *Mechanik*, se poate demonstra „valabilitatea" oricărei teorii; practic, acest procedeu atestă impasul foarte serios în care ajunsese la începutul secolului nostru teoria newtoniană a gravitației, nevoită să recurgă pe scară mare la asemenea procedee. Este interesant și semnificativ faptul că la aproape 100 de ani de la apariția lucrării lui Hertz, relativitatea generală ne propune în variantă proprie exact aceeași posibilitate extraordinară de a folosi asemenea mase ascunse — de data aceasta ele se numesc *black-hole* (cap. 8) — exact același scop de a explica diverse fenomene cosmice. *On reviendra toujours*?

Din nefericire relativitatea generală nu poate suplini în nici un fel eșecurile certe și oarecum grosolane ale teoriei gravitației a lui Newton, de felul celor discutate mai sus și în special eșecul acestei teorii în cadrul fenomenului galactic. Efecte relativiste „independente", de importanță majoră, pot fi înregistrate numai în sisteme al căror raport între raza gravitațională și raza lor geometrică, devine cît de cît semnificativ, așa cum se poate ușor observa în relația (4.125) a lui Schwarzschild. Un asemenea sistem ar fi, de exemplu, întregul univers, mai concret întreaga metagalaxie, pentru care acest raport atinge valoarea $r_g/r \sim 1/100 \div 1/200$. În cazul unei galaxii acest raport este infim, în jur de 10^{-6}, iar în cazul sistemului solar de numai 10^{-9}. Se vede și de aici, sub aspect cantitativ, cît de puțin independentă este totuși relativitatea generală față de teoria gravitației, a lui Newton. Și se mai vede clar de ce ea a preferat să evadeze din realitatea noastră imediată și să se refugieze în cosmosul foarte îndepărtat, unde imaginează cu predilecție o mare varietate de universuri, imaginabile sau neimaginabile.

5.3. CONCLUZII

La început a fost teoria gravitației newtoniene; și, bineînțeles mecanica newtoniană, care rezulta din această teorie și din experiența cotidiană. Mai exact, au fost *Principiile* lui Newton. Tot ceea ce a urmat în evoluția ulterioară a fizicii moderne, timp de aproape două secole, a stat, într-un fel sau altul, sub zodia acestei geniale opere; teoreticieni zeloși ai timpului au căutat cu ardoare să explice pe baza mecanicii și a principiilor newtoniene toate fenomenele cunoscute.

Logica dezvoltării a făcut ca tot mai multe fenomene să fie descoperite și ca ele să poată fi studiate din ce în ce mai precis. În multe cazuri s-a dovedit clar că vechile concepte newtoniene nu mai corespund și ele au fost modificate sau abandonate cu timpul. Așa au apărut diferitele ramuri ale fizicii, care se deosebesc între ele nu numai prin obiectul lor de studiu, ci și prin metodologia și teoriile lor specifice. Dinamica mecanică, electrodinamica, termodinamica etc. studiază aceeași mișcare a materiei în spațiu, dar cu mijloace și din puncte de vedere foarte diferite. În domeniul particulelor elementare, mecanica și principiile newtoniene au fost abandonate complet: aici domnește mecanica cuantică cu propriile ei principii. În ceea ce privește relativitatea generală ea a fost separată de la început de toate celelalte discipline ale fizicii, în special prin conceptele și procedeele sale cu totul neconvenționale și așa a rămas pînă în prezent.

În acest context, lipsurile teoriilor actuale ale gravitației, semnalate anterior sau cele de care vom mai vorbi în continuarea discuției noastre, nu par deloc surprinzătoare. Nimeni nu crede doar în mod serios, că Dumnezeu a aranjat astfel natura încît o parte a ei să se supună necondiționat legilor „universale" ale lui Newton, iar cealaltă parte să le încalce tot atît de necondiționat! Atunci, pentru a păstra logica faptelor, va trebui să admitem că asemenea lipsuri ale teoriei gravitației se datoresc foarte probabil unor carențe interne ale teoriilor înseși, poate chiar acelorași carențe care au interzis accesul mecanicii newtoniene în lumea atît de diversă a particulelor elementare!

Necesitatea completării și modernizării teoriilor actuale ale gravitației s-a impus de mult și se cunosc suficiente tentative în acest sens. Ultima afirmație se referă mai ales la teoria relativității a lui Einstein, unde formalismul matematic, eliberat în mare măsură de constrîngerea faptelor experimentale directe, permite alegerea arbitrară a sistemelor de axe de coordonate și crearea unor metrici și universuri noi. Am putea spune chiar că există o supraabundență de asemenea tentative relativiste și s-a ajuns la necesitatea de a se încerca o sistematizare a lor [169] sau chiar la formularea unei „teorii a teoriilor gravitației" [90], deși eșecurile oarecum grosolane de tipul celor pe care le-au analizat mai sus continuă să subziste. Dacă Hamlet avea dreptate atunci cînd spunea că între Cer și Pămînt există mai multe lucruri decît își poate închipui înțelepciunea școlilor, în schimb, după cum a remarcat spiritualul fizician Georg Christogh Lichtemberg din Göttingen, există probabil și în înțelepciunea școlilor destule lucruri din care nu găsim nici urmă între Cer și Pămînt.

Toate aceste tentative se rezumă fie la încercarea de a obține noi soluții ale ecuațiilor de cîmp ale lui Einstein, fie la introducerea unor cîmpuri matematice „suplimentare" astfel încît să se obțină un anumit „efect" (fizic sau matematic) scontat și nu vizează în nici un fel fundamentele teoriei generale însăși. În afara caracterului lor artificial, creat prin introducerea *ad hoc* a unor corecții matematice, al căror sens fizic specific abia urmează să fie identificat, aceste tentative nu pot duce prea departe efectele cantitative ale teoriei, care, la urma urmei, are ca model fizic fundamental aceeași suprasimplificată schiță kepleriană a sistemului solar.

Într-adevăr, conform cu discuția noastră anterioară, într-o nouă teorie, mai eficientă, a gravitației nu va mai putea fi vorba doar de cele 3—4 secunde de arc în plus sau în minus față de avansul periheliului lui Mercur, prezis de relativitatea generală a lui Einstein, de limita preciziei cu care este confirmat experimental în prezent minusculul efect relativist al deviației luminii în cîmpul gravitațional al Soarelui (1,475″) sau de eventualele efecte pe care mișcarea sistemului solar în interiorul galaxiei le-ar putea „induce" în cadrul acestui sistem solar. Asemenea efecte, de la care își așteaptă confirmarea teoriilor relativiste moderne (rivale) ale lui Whitehead Belifante, Brans-Dicke, Yilmaz, Papapetrou, Coleman, Norvedt etc., sînt efecte minore în raport cu defecțiunile grave ale teoriei gravitației, semnalate mai sus.

Nu pe calea corectării matematice, apriorice, a teoriilor clasice, considerăm noi că ar mai fi posibilă o perfecționare reală și eficientă a teoriei gravitației (prin perfecționare înțelegem în primul rînd îmbunătățirea concludentă a acordului dintre rezultatele obținute prin calcul și cele obținute prin observație și experiment). Această convingere rezultă, pe de o parte, din faptul că ni se par — în principiu — eclectice și ineficiente procedeele diverselor „generalizări" matematice ale unei teorii a gravitației bazată fundamental pe un model fizic arhaic al mișcării corpurilor cosmice, rezultat din informațiile astronomice existente acum 400 de ani, iar, pe de altă parte, din sterilitatea

deja dovedită practic de actualele direcții de dezvoltare matematică sofisticată ale teoriilor moderne. Teoria gravitației nu mai poate ignora descoperirile moderne ale astronomiei (ca și a altor discipline dealtfel), în primul rînd pentru faptul că aceste descoperiri nu mai corespund de mult cu cadrul axiomatic prestabilit, nu mai „încap" în acest cadru inițial.

Singura posibilitate care ne rămîne este — după părerea noastră — aceea de a ne apleca, din nou, asupra fenomenelor vechi sau descoperite recent, de a le analiza în lumina datelor experimentale și a conceptelor actuale și de a sintetiza de aici, din aceste fenomene observabile și măsurabile, prin metoda inducției, o eventuală nouă corecție eficientă a teoriei gravitației. Cu privire la aceasta, Newton a scris: „Căci orice nu se deduce din fenomene, trebuie numit ipoteză; și ipotezele fie metafizice, sau fizice, fie ale calităților oculte, sau mecanice, în filozofia experimentală (în fizică, n.n.) nu au loc. În această filozofie propozițiile se deduc din fenomene și devin generale prin inducție. Astfel s-au cunoscut impenetrabilitatea, mobilitatea și impulsurile corpurilor și legile mișcării și ale gravitației".

Dacă astfel a fost cunoscută gravitația, care — simplă ca la Newton sau generalizată, ca la Einstein — se dovedește insuficientă pentru a explica cu precizia necesară mișcarea observată, tot astfel va trebui să procedăm și pentru a vedea ce anume fenomene fizice reale nu au fost luate în considerație atunci cînd această gravitație a fost dedusă inițial.

„Căci cea mai bună și mai sigură metodă de filozofare mi se pare a fi — scrie Newton — mai întîi să cercetăm cu rîvnă proprietățile lucrurilor și să le stabilim prin experiență și apoi să căutăm ipoteze care să le explice. Într-adevăr, ipotezele trebuie stabilite numai ca să explice proprietățile lucrurilor și nu să încerce să le predetermine. Dacă cineva face conjecturi asupra adevărului lucrurilor, numai din posibilitatea pură a ipotezelor, nu văd cum poate fi vreun lucru determinat în mod sigur în vreo știință; fiindcă întotdeauna este posibil să imaginăm ipoteze, una după alta, care să fie abundente în noi tribulații. De aceea, eu consider că ar trebui să ne abținem de a ne folosi de ipoteze ca de un argument înșelător și că forța opoziției lor trebuie înlăturată, ca să putem ajunge la o explicație mai matură și mai generală".

Aceste indicații metodologice ale lui Newton, părintele de necontestat al teoriei gravitației, care par probabil desuete celor pasionați de aspectele ezoterice ale fizicii teoretice moderne, constituie pentru noi un cadru general și un program de lucru în cercetarea pe care o întreprindem în această lucrare cu ajutorul cititorului nostru. În capitolele anterioare, în paralel cu prezentarea operei marilor creatori ai teoriei actuale, nu am făcut altceva decît să relevăm „argumentele înșelătoare" (rezultate în cea mai mare măsură din lipsa unor informații pe care numai știința anilor noștri le pune la dispoziție) din aceste teorii și să încercăm „înlăturarea forței opoziției lor". Eșecurile practice, cantitative și calitative, ale teoriei gravitației. ne-au întărit convingerea că tentativa noastră are, în principiu, o justificare reală.

Vom putea ajunge oare în final „la o explicație mai matură și mai generală"? Sau măcar să dovedim că ea ar putea să existe? Evident noi credem într-o astfel de posibilitate, dar un răspuns ferm este imposibil de dat. Încercînd să părăsim rutele obișnuite ne aflăm, dintr-o dată, în plin necunoscut, un necunoscut plin de capcane și tentații de tot felul, în care oricînd este posibil să strîngi la piept o floare otrăvită. Pentru cei prea obișnuiți să parcurgă rutele cunoscute comod și rapid, cu ajutorul minunatelor mijloace puse la îndemînă de Newton și de Einstein tentativa noastră va apărea probabil inutilă și jalnică.

Dar ea merită să fie făcută, nu atît pentru spiritul eroic cît, mai ales, pentru posibilitatea de a găsi în acest *terra incognita* un izvor ceva mai bogat pentru a fertiliza cît de cît unele din domeniile aride pe care știința zilelor noastre le atribuie de drept teoriei gravitației; vechile izvoare sînt oricum insuficiente, indiferent cît de sofisticată va fi rețeaua prin care ele sînt distribuite. Se înțelege că, încercînd să străbatem acest necunoscut, cu slabele noastre mijloace și timorați de propria noastră îndrăzneală, nu putem fi decît fericiți atunci cînd descoperim urmele pașilor unor antemergători, indiferent din ce domeniu al fizicii ar fi fost ei, sau chiar corturile și alimentele lor pentru a ne adăposti pentru o clipă.

Vom încerca deci, în cele ce urmează, să schițăm împreună cu cititorul nostru ceea ce se cheamă „o nouă teorie a gravitației". Zicem nouă nu pentru că ea ar schimba cu ceva conceptele comune de spațiu sau de timp; ea va fi numai o teorie a gravitației și nu a spațiului sau a timpului, ci — în primul rînd — pentru că ea va fi dedusă din *fenomene fizice noi*, altele decît cele care au stat la baza teoriei lui Newton și, implicit a lui Einstein. De aici vor rezulta desigur consecințe noi, printre cele mai importante fiind revelarea unor forțe gravitaționale necunoscute în prezent ca atare, motiv pentru care vom urmări manifestările lor specifice pas cu pas, în cosmos, în sistemul solar, pe Pămînt, în experiențele de laborator și în viața noastră de toate zilele, așa cum a făcut Newton cu forța sa a gravitației, care părea ocultă contemporanilor săi, acum aproape trei sute de ani.

Vom găsi cu această ocazie cîteva efecte fizice cunoscute, considerate în prezent ca negravitaționale fiind interpretate de o mulțime de „teorii particulare", fragmentare și fără legătură între ele, teorii pe care în cele ce urmează le vom numi uneori *mecanisme specifice*. Dacă economia de ipoteze și de puncte de vedere particulare reprezintă un semn sigur al progresului în știință, acest „efect" al cercetării noastre ar trebui considerat esențial în raport cu „lipsurile interne", inevitabile într-o asemenea temerară tentativă.

Invitația la colaborare adresată cititorului nu reprezintă o figură de stil, ea este o necesitate *sine qua non*. El va trebui să uite în primul rînd, împreună cu noi, adevărul de nediscutat că dogmele sînt infailibile și să judece argumentele de care va dispune pe cît posibil din perspectiva lor intrinsecă și pe cît posibil în raport cu rezultatele pe care știința le-a obținut experimental sau prin observație și mai puțin din punctul de vedere al marilor sau micilor teorii deja admise. Cum am mai spus, el trebuie să încerce să fie cît mai lipsit de prejudecăți. Fără această colaborare directă, cum am putea spera ca cititorul să înțeleagă cu adevărat (nu neapărat să admită, cu sau fără rezerve) modesta noastră tentativă, cînd o lucrare atît de clară, de perfectă, ca cea elaborată de Newton nu a fost înțeleasă de cititorii săi contemporani, dintre care mulți poartă nume ilustre?

Trebuie totuși să-l prevenim și oarecum să-l liniștim pe cititor: în cele ce urmează nu va fi vorba de negarea teoriei relativității generale a lui Einstein și, cu atît mai puțin, de negarea teoriei lui Newton. Dimpotrivă, ele vor fi regăsite integral în teoria noastră ca niște cazuri particulare, dar nu numai ale unor ecuații mai generale decît ale lor, ci și ale unor modele fizice mai complexe decît cele pe care ele însele le pot descrie. Se înțelege că nu pentru a regăsi aceste două celebre teorii elaborate de mult întreprindem acum cercetarea noastră, ci pentru a face, pe măsura posibilităților, un pas înainte, prin înlăturarea ipotezelor restrictive care limitează posibilitățile acestor teorii. Afirmația se referă în special la ipoteza relativistă fundamentală $m_i = m_g$.

Calea cea mai directă de a corecta actuala teorie a gravitației ar fi desigur aceea de a completa schița mult prea sumară a sistemului solar, executată de Kepler, cu noile informații pe care mijloacele moderne ni le-au pus la dispoziție și care au fost absolut inaccesibile pentru Newton, ca și — într-o anumită măsură — pentru Einstein însuși: plasma cosmică, cîmpurile electrice și magnetice interplanetare, vîntul solar etc. O asemenea cale este, în principiu, posibilă, dar ea ar crea imaginea unui tablou fragmentar, în care fenomene de natură diferită ar părea „lipite" în mod convențional într-o „teorie a gravitației". În plus, deși datele de cercetare asupra acestor procese cosmice sînt foarte numeroase, ele nu oferă încă posibilitatea unor generalizări, fără a se utiliza suplimentar un mare număr de ipoteze simplificatoare.

De aceea vom prefera o altă cale, mai puțin directă, dar mai naturală, care ne va permite să deducem asemenea procese și legile lor, fără a le presupune *apriori*. Această posibilitate rezultă din deducerea legii forțelor gravitaționale pe baza unui *model fizic real*, mai complet decît cel utilizat de Kepler. Acesta va fi modelul oferit de veritabila celulă constitutivă a universului observabil, *galaxia*, în care observația directă arată că mișcarea materiei nu se supune legilor lui Kepler și ale gravitației. Să urmărim deci cu ceva mai multă atenție structura și mișcarea acestor entități fundamentale ale universului fizic real, pe care le putem observa și măsura, pentru a deduce din această structură și mișcare forțele gravitaționale reale care le animă.

6. UN MODEL FIZIC MAI COMPLET PENTRU O TEORIE A GRAVITAȚIEI: GALAXIILE

6.1. INSTRUMENTE NOI, REZULTATE NOI

Teoria gravitației newtoniene și implicit relativitatea generală se bazează fundamental pe schița sistemului nostru solar, executată de Kepler după „natură“, în viziunea artistică a lui Copernic. Această schiță, elaborată în condițiile inițiale ale preciziei instrumentelor de observație ale lui Tycho Brahe, s-a dovedit capabilă să reziste — în linii mari — confruntărilor ulterioare, impuse de evoluția ascendentă — ce-i drept destul de lentă — a mijloacelor de observație. Dacă astronomia fundamentală newtoniană a atins în secolul al XIX-lea un grad foarte înalt de perfecțiune, aceasta s-a datorat, pe de o parte, progresului metodelor de observație și construirii unor cercuri meridiane și a unor ceasornice de mare precizie, iar pe de altă parte, dezvoltării teoriei planetelor, ale cărei principii generale fuseseră stabilite de Laplace, încă de la începutul secolului. Am putut urmări, în linii mari această evoluție și rezultatele la care ea a dus.

Astronomii secolului al XX-lea au început să neglijeze, într-o oarecare măsură, sistemul solar, cu excepția Soarelui însuși, care mai prezenta un interes particular din punct de vedere astrofizic. Această situație are o explicație logică. Pe de o parte, teoria newtoniană a gravitației dăduse cam tot ceea ce putea da în studiile deja efectuate, iar relativitatea generală aducea prea puține lucruri noi, cu adevărat interesante, pentru astronomie în general și pentru astronomia sistemului solar în particular. Pe de altă parte, perfecționarea fără precedent a mijloacelor de observație a permis investigarea practică a unor domenii din ce în ce mai mari ale spațiului nesfîrșit.

La începutul secolului existau numai cîteva telescoape bune cu un diametru cuprins între 80 și 91 cm și abia în 1908 a fost instalat la Mount Wilson un telescop de 152 cm. Rezultatele extraordinare obținute cu ajutorul acestui telescop, au dus la hotărîrea de a realiza unul cu diametrul de 254 cm, care a fost dat în funcțiune în 1918 la Mount Palomar. Au urmat apoi construirea „în serie“ a unor telescoape din ce în ce mai mari, printre care telescopul de 262 cm în U.R.S.S., cel de 3 m de la observatorul Lick și, în sfîrșit, uriașele telescoape cu diametrul de 5 m de la Mount Palomar și de 6 m în U.R.S.S., cu ajutorul cărora pot fi scrutate în prezent imagini palide pînă la magnitudinea 24—25.

În paralel au fost perfecționate și mijloacele de înregistrare și analiză a imaginilor recepționate. Folosindu-se fenomenele de emisie secundară, s-au realizat fotomultiplicatori care au revoluționat fotometria astronomică: imaginea înregistrată prin intermediul fotoelectronilor poate fi de zece ori mai fină decît imaginea fotografică clasică, iar sensibilitatea poate fi de o sută sau de o mie de ori mai mare decît cea a plăcii fotografice. Rămînînd de aici înainte singurele mijloace folosite în fotometria stelară, fotomultiplicatoarele permit să se măsoare strălucirile (magnitudinile) tuturor stelelor

vizibile în ocularul telescopului pe care sînt montate, iar precizia determinărilor nu este limitată adesea decît de variațiile transparenței atmosferei, de turbulența sa sau de luminozitatea cerului. Cum răspunsul lor este instantaneu, ele servesc și la numărarea impulsurilor primite în timpul unei anumite durate, pentru a măsura fluxurile extrem de slabe.

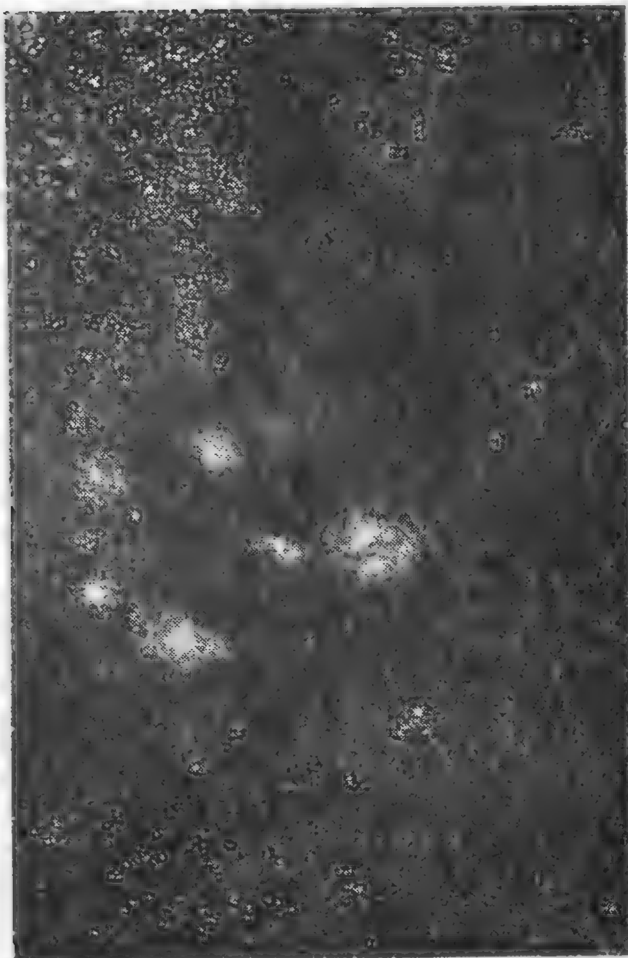
Progrese importante au fost făcute în toate domeniile determinărilor astronomice, în spectrometrie, colorimetrie, măsurători energetice. În raport cu dezvoltarea lentă a tehnicii astronomice anterioare, tehnica secolului al XX-lea apare revoluționară. O eră nouă a fost deschisă prin utilizarea și perfecționarea în ultimii cîțiva ani a radiotelescoapelor: era rezoluțiilor unghiulare înalte. Această performanță pusă în slujba studiului hidrogenului neutru intragalactic pe lungimea de undă de 21 cm (tranziția de la nivelul superior la nivelul inferior al structurii hiperfine a unui atom de hidrogen este însoțită de o radiație cu o lungime de undă de 21 cm), a permis relevarea unității galaxiilor, a planului lor general, dimensiunilor și mișcărilor lor interne, reînnoind astfel pentru acest sistem stelar fundamental, care este galaxia, opera pe care o desăvîrșiseră pentru sistemul solar lucrările lui Copernic, Tycho Brahe și Kepler.

Într-adevăr galaxiile reprezintă cucerirea majoră a astronomiei de observație a secolului nostru, cercetările asupra lor fiind în plină desfășurare, iar rezultatele obținute fiind din ce în ce mai coerente. Știm astăzi cu precizie faptul că Soarele nu mai reprezintă „centrul lumii" și că el se află plasat cam spre periferia unei entități cu mult mai complexe, galaxia, care conține miliarde de asemenea stele și începem „să înțelegem consecințele profunde pe care le implică o asemenea mutație a centrului lumii". Ele nu pot fi pînă la urmă mai mici decît cele care au rezultat din mutarea centrului lumii de pe Pămînt pe Soare.

Una dintre cele mai semnificative realizări ale astronomiei acestui secol o constituie *descoperirea materiei interstelare*. Pentru astronomii secolului trecut spațiul dintre stele era complet lipsit de materie și nu este deloc greu să vedem în această concepție dominantă influența profundă a teoriei gravitației newtoniene, care descrie mișcarea unor puncte materiale discrete (planete, stele etc.) în vidul cel mai perfect. Primele observații asupra acestei materii interstelare (atomi și molecule de gaze, granule de praf etc.) datează de la începutul secolului, dar aceste fapte contrastau atît de mult cu ideile acelor vremuri și implicau schimburi atît de mari în cunoașterea galaxiei noastre, încît a fost nevoie de o perioadă de aproape treizeci de ani pentru a se impune. Această viziune carteziană asupra galaxiei nu putea rezulta în nici un caz din teoria gravitației newtoniene; ea a fost o descoperire pur experimentală, datorată marilor progrese tehnice ale astronomiei de observație.

E. E. Barnard a observat, primul, că unele dintre fotografiile părții strălucitoare a Căii Lactee conțineau regiuni negre, practic lipsite de stele (fig. 22), nebuloasele obscure care îi poartă numele și care au fost denumite imediat „saci de cărbune" sau. . . ei bine, găuri negre! Nu, nu sînt încă senzaționalele găuri negre de factură relativistă, modernă, dar ele apăreau atunci tot atît de misterioase ca și celebrele *black-hole*. H. D. Curtis a lămurit definitiv, în 1918, cu ajutorul reflectorului Crosley de la observatorul Lick, natura acestor obiecte al căror număr depășea pe atunci 300: erau nori absorbanți de gaz interstelar, analogi celor din atmosfera terestră, care ne împiedică să vedem stelele mai îndepărtate. Erau ele simple discontinuități gazoase într-un spațiu totuși vid?

Fig. 22. Nori şi curenţi de materie neagră asociate obiectelor nebulare din constelaţia Ophiucus.



În 1904 J. F. Hartman a executat măsurători foarte precise asupra vitezei radiale a stelei δ Orionis, a cărei oscilaţie fusese semnalată de H. Deslandres. El a confirmat că era vorba de o stea dublă spectroscopică, a cărei mişcare în jurul centrului de greutate se traducea prin variaţii ale vitezei radiale care oscilau între —65 şi +135 km/s, cu o perioadă de 5,7325 zile. Toate liniile oscilau astfel în jurul poziţiilor lor medii în afară de linia 3934 Å, a calciului, care rămînea perfect staţionară, viteza corespunzătoare fiind egală cu +16 km/s. Hartman a explicat imediat această linie foarte fină prin absorbţia luminii într-un nor care conţine calciu, interpus între stea şi observator.

Reacţia majorităţii savanţilor a fost promptă: norul de calciu nu poate fi propriu-zis materie interstelară, spaţiul respectiv este vid; el trebuie să fie legat de steaua pe care o înconjură ca o mică anvelopă. În 1920 Young mai apăra încă cu înverşunare natura circumstelară a norilor de calciu, cînd Eddington, într-o conferinţă celebră, ţinută la Royal Society, reuşeşte să explice în detaliu numeroasele observaţii şi să deducă o *densitate medie* a atomilor de calciu în întreg spaţiul cosmic de 10^{-24} g/cm^3.

Datorită telescoapelor din ce în ce mai puternice, echipate cu spectrografe cu dispersie din ce în ce mai mare, astronomii au descoperit numeroase alte linii ale *mediului interstelar* pe care le-au identificat pe rînd cu atomii de potasiu, de titan ionizat, fier neutru sau cu moleculele de CN, CH și CH . Descoperirea radiației hidrogenului neutru a sugerat imediat căutarea altor substanțe prin noile tehnici radio. În 1962 a fost detectat în spațiul interstelar radicalul OH la frecvența de 1650 MHz, în 1968 amoniacul pe frecvența de 23 700 MHz și după cîteva luni vapori de apă la frecvența de 22 200 MHz și aldehida formică (H_2CO).

Odată cu perfecționarea mijloacelor radioastronomice șirul descoperirilor a continuat, astfel că numai în 1970, cu ajutorul radiotelescopului de la Observatorul Kitt Peak (Arizona) au fost detectate 12 tipuri de molecule noi. În 1971 au fost descoperite noi molecule organice în gazul interstelar, printre care formamida (NH_2COH), cianura de metil (CH_3CN), metilacetilena (CH_3C_2H) etc. Seria acestor senzaționale descoperiri continuă în ritm alert și ea a dovedit nu numai existența reală a unui mediu interstelar foarte variat, dar și faptul că acest mediu este în *permanentă modificare structurală*. Într-adevăr, moleculele organice formate nu pot rezista prea mult timp din cauza radiațiilor ultraviolete care le disociază; formarea lor este deci un proces continuu.

Mediul interstelar reprezintă deci un imens laborator cosmic, care nu numai că există, că participă la mișcarea sistemelor cosmice și că influențează această mișcare, în pofida teoriilor actuale ale gravitației, dar participă direct și influențează întreaga evoluție a acestor sisteme, între altele, în ceea ce privește chiar apariția vieții organice: după cum încearcă să demonstreze experiențele lui Urey, Sagan și Miller, etapa crucială a apariției vieții, și anume formarea primilor aminoacizi, poate avea loc în mediul interstelar și interplanetar. Cum mai putem concepe astăzi în mod coerent sistemul solar descris de schița sa kepleriană, o *pungă de vid* conținînd cîteva puncte materiale discrete, în mijlocul acestui *plenum* galactic?

Concepția spațiului vid descris de teoria gravitației, a lui Newton, a impietat nu numai asupra reprezentărilor fizice corecte privind spațiul cosmic observabil, dar a condus direct la interpretarea eronată a datelor de observație. În 1930, R. Trumpler a publicat un studiu de referință cu privire la roiurile de stele din galaxia noastră. Întrucît stelele cele mai strălucitoare din roiuri au aceeași natură și, în consecință, aceeași strălucire intrinsecă, măsurarea strălucirii lor aparente permite deci calcularea distanței lor pînă la observator cu ajutorul legilor fotometriei. Acest calcul l-a condus însă pe Trumpler la un rezultat foarte ciudat: roiurile stelare aveau diametre liniare cu atît mai mari cu cît erau mai îndepărtate. Pentru a evita această concluzie, Trumpler a trebuit să presupună că distanțele stabilite de el erau inexacte, și să admită că la scăderea strălucirii cu pătratul distanței se adăuga o absorbție uniformă, cel puțin pe plan statistic, datorită mediului interstelar. Valoarea medie propusă pentru această absorbție — 0,67 magnitudini pe kiloparsec — a permis înlăturarea acestei dificultăți. Valoarea dată de el, confirmată de toate măsurătorile ulterioare, este foarte mare: străbătînd 1 100 de parseci, o rază luminoasă pierde jumătate din energia sa, datorită *absorbției exercitată de mediul interstelar omniprezent*. O rază luminoasă care traversează galaxia noastră perpendicular pe planul său, în vecinătatea Soarelui, pierde în jur de 35% din energia sa, datorită aceleiași absorbții.

Certificatul oficial de „naștere“ a plenumului galactic, a materiei interstelare, a fost astfel semnat abia în anul 1930 și nașii săi au fost astronomii

și astrofizicienii, care și-au remodelat imediat vechile reprezentări în lumina acestui nou rezultat fundamental, furnizat de observația științifică. Specialiștii în domeniul gravitației continuă însă să ignore practic și astăzi această realitate, profesînd vechile lor teorii, bazate fundamental pe concepția kepleriană a spațiului cosmic. În orice caz, fenomenul galactic, care se revelează în toată splendoarea sa cu ajutorul tehnicii moderne de măsurare și observație, nu prezintă vreun interes deosebit pentru relativitatea generală, care nu a contribuit cu nimic la rezolvarea numeroaselor probleme ridicate de explorarea sa astronomică.

Ignorarea existenței mediului interstelar, respectiv a absorbției luminii exercitată de către acest mediu galactic omniprezent, a condus în calculele astronomilor la o evaluare greșită a dimensiunilor propriei noastre galaxii și, în consecință, a întregului univers observabil. Această eroare a astronomilor a avut repercusiuni amuzante chiar asupra ecuațiilor de cîmp ale lui Einstein, mai exact, asupra „factorului cosmologic" (§ 9.1) care figurează în aceste ecuații și care a fost de mai multe ori eliminat sau introdus în aceste ecuații, de fiecare dată cînd astronomii își corectau propriile lor calcule. După cum se vede, au trecut de mult frumoasele timpuri în care ecuațiile gravitației arătau astronomilor în care anume punct al cerului să-și îndrepte telescoapele lor pentru a descoperi planete noi!

Printre numeroasele tipuri de stele variabile, cefeidele și stelele de tip *R R* Lyrae se remarcă printr-o strălucire care variază foarte regulat. Se numește perioadă de strălucire intervalul de timp care separă două maxime consecutive de strălucire; la stelele de tipul *R R* Lyrae perioada nu depășește de obicei o zi. Cefeidele și stelele *R R* Lyrae sînt stele pulsante, al căror volum crește și scade alternativ.

Stelele de tipul *R R* Lyrae sînt repartizate peste tot în galaxie și se întîlnesc foarte adesea în roiurile globulare. Sînt stele foarte strălucitoare (gigante sau supergigante) și pot fi observate ușor pe plăcile fotografice, între perioada lor de variație a strălucirii și magnitudinea lor absolută existînd o relație foarte simplă. Aceste proprietăți ale stelelor variabile au făcut ca ele să fie utilizate de astronomi ca indicatori de distanțe stelare, motiv pentru care vom insista puțin asupra acestui procedeu.

Prin *magnitudine aparentă*, m, se înțelege cantitatea definită de relația

$$m = -2{,}5 \log E + \text{const}, \tag{6.1}$$

unde E reprezintă fluxul de energie luminoasă primit de observator. Din determinări rezultă că, cu cît o stea este mai luminoasă, cu atît magnitudinea ei este mai mică. Soarele are, de exemplu, magnitudinea aparentă -27, în timp ce stelele cele mai slabe care se pot observa cu ochiul liber au magnitudinea aparentă $+6{,}0$.

Magnitudinea absolută, M, a unei stele este magnitudinea pe care ar avea-o steaua dacă s-ar afla la distanța de 10 parseci (327 ani lumină) de observator. Între cele două magnitudini există o relație ce se exprimă cu ajutorul distanței pînă la stea. Dacă notăm cu Δ această distanță, relația va fi

$$\log \Delta = 1 + \frac{m - M}{5}. \tag{6.2}$$

Diferența $m - M$ se numește *modul de distanță* și are o mare importanță în astronomie. Se observă ușor că, dacă se cunoaște acest modul de distanță, atunci se poate afla simplu distanța Δ.

Din calcule nu prea complicate se ajunge la următoarea relație între magnitudinea absolută și perioada de variație P a strălucirii cefeidelor

$$M = A + B \log P, \tag{6.3}$$

unde A și B sînt constante. Această ecuație are o importanță extraordinară, deoarece permite determinarea magnitudinii absolute medii, cunoscînd numai perioada cefeidei. Aflînd pe această cale magnitudinea absolută a variabilei, iar din observații fotometrice pe cea aparentă, putem calcula modulul de distanță $m - M$, care va da apoi logaritmul distanței. Pentru aceasta trebuie însă stabiliți coeficienții A și B din (6.3). Combinînd relațiile (6.2) și (6.3) obținem relația dintre magnitudinea aparentă, distanța și perioada cefeidei

$$m = A - 5 + 5 \log \Delta + B \log P, \tag{6.4}$$

sau

$$m = A' + B \log P, \tag{6.5}$$

unde

$$A' = A - 5 + 5 \log \Delta. \tag{6.6}$$

Relația (6.4) a fost stabilită pe cale empirică, în 1912, de către Miss Leavitt, din studiul a aproximativ 100 de cefeide situate în Micul Nor al lui Magellan (de fapt o mică galaxie satelit al galaxiei noastre).

Dacă s-ar putea determina distanța reală pînă la o singură cefeidă din Micul Nor al lui Magellan, am cunoaște pentru aceasta magnitudinea absolută (relația (6.2)), ceea ce ar permite construirea unui grafic precis (o dreaptă cu A și B determinate) pentru relația magnitudine aparentă-perioadă. Problema a fost rezolvată de Shapley, în 1923, care a determinat constanta A (punctul de nul al relației) prin metode statistice, obținînd relația

$$M = -0{,}28 - 1{,}74 \log P. \tag{6.7}$$

A apărut astfel o nouă metodă de determinare a marilor distanțe cosmice. Prin aplicarea acestei metode s-a revelat o nouă imagine a universului cunoscut, radical diferită de cea acceptată pînă atunci. S-a constatat astfel că multe sisteme stelare, care erau considerate ca făcînd parte din galaxia noastră, se găsescla mare distanță, în afara ei. Ca rezultat al noilor evaluări ale distanțelor a apărut clar că multe sisteme stelare au dimensiuni cu mult mai mari decît cele presupuse pînă atunci. Pînă la această descoperire epocală, galaxia noastră era considerată ca fiind cel mai mare sistem stelar cunoscut, adică ea reprezenta întregul univers observabil.

În acest univers se observau foarte multe nebuloase, dintre care unele cu spectru de emisie, în general foarte albastre, iar altele albe. Primele au putut fi explicate simplu ca fiind nebuloase gazoase, în timp ce natura celor albe rămînea un mister. Telescoapele de la Mount Hamilton (152 cm) și de la Mount Wilson (254 cm) au permis rezolvarea acestui mister, la capătul unor cercetări asidue. *Fotografiile obținute au evidențiat structura spirală a numeroase asemenea nebuloase (fig. 23, 24) precum și faptul că ele se aflau într-un număr neînchipuit de mare:* H. D. Curtis evalua în 1917 numărul lor la un milion. Un amănunt semnificativ îl constituie faptul că asemenea nebuloase nu puteau fi observate pe direcțiile maximelor concentrări de stele, adică în planul galaxiei.

Spectrele acestor nebuloase au fost obținute încă în 1912 și dacă unii trăgeau concluzia că aceste spectre erau asemănătoare celui pe care l-ar da un roi de stele analoage cu Soarele, alții remarcau lipsa de contrast a acestor

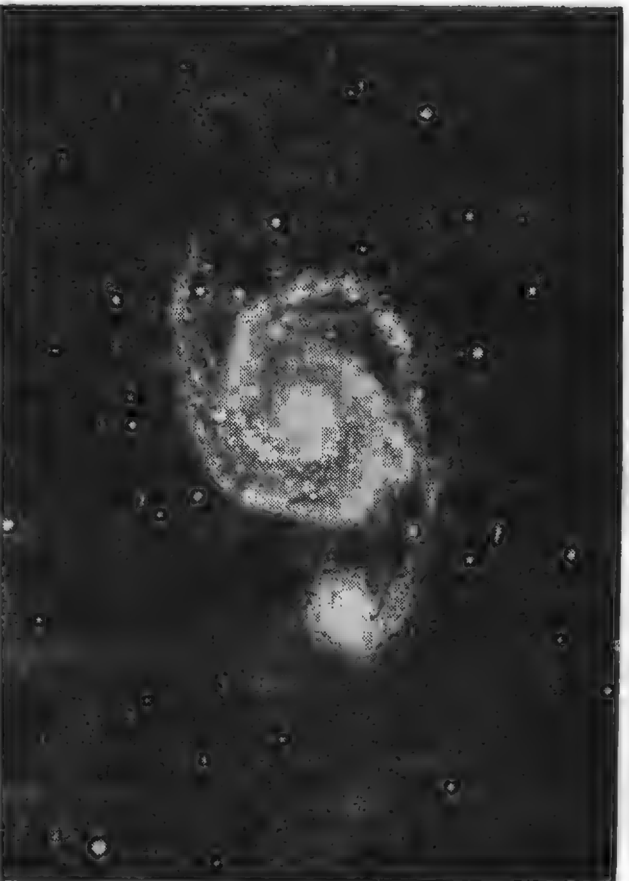


Fig. 23. Galaxia spirală *M* 51 (Cîinii de vînătoare).

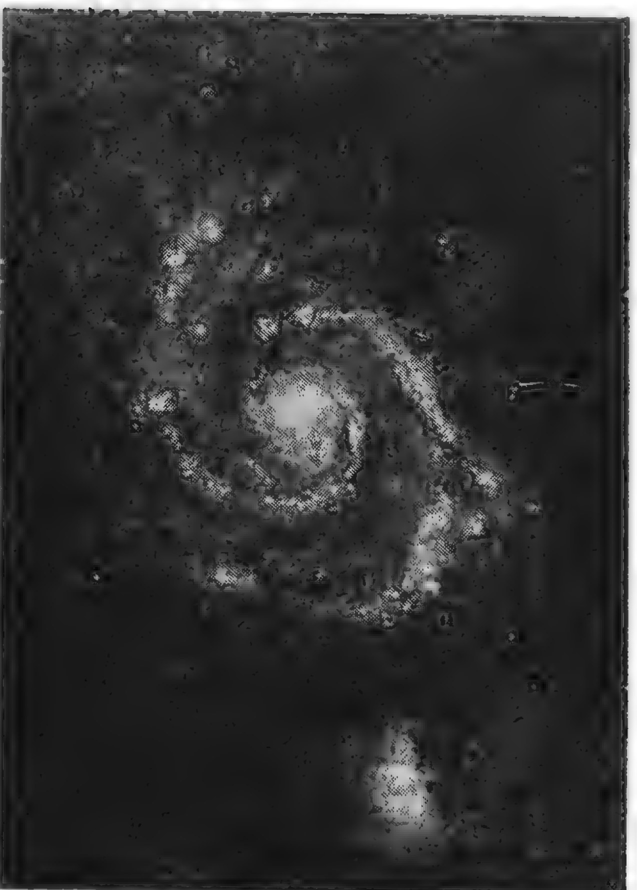


Fig. 24. Galaxia spirală *NGC* 5194.

spectre şi obiectau că multe prezentau pe alocuri liniile de emisie ale hidrogenului. A fost imposibil să se demonstreze cu certitudine că aceste nebuloase albe erau aglomerări de stele. Toate încercările de rezolvare a problemei prin fotografierea părţilor lor centrale au rămas zadarnice; părţile exterioare ale braţelor se descompuneau în filamente pe care unii astronomi le interpretau ca fiind stele, dar în care alţii vedeau filamente de materie nebulară. Aceste lucrări au permis totuşi publicarea unei serii de fotografii reuşite, care ulterior au putut fi reanalizate şi interpretate.

H. D. Curtis a reuşit să descopere trei stele variabile în interiorul uneia dintre aceste nebuloase, pe care, identificîndu-le cu novele galactice, a dedus din compararea strălucirilor că aceste nebuloase trebuie să fie de fapt *universuri-insule*, analoage propriului nostru sistem galactic. A fost nevoie însă de descoperiri cruciale pentru a i se da definitiv dreptate lui H. D. Curtis. La sfîrşitul anului 1924, E. P. Hubble, cu ajutorul telescopului de 254 cm, pune capăt controverselor care apăruseră între astronomi. El a anunţat observarea şi studiul precis al curbelor de lumină a 22 de stele variabile în galaxia M 33 şi a 12 stele variabile în marea „nebuloasă" Andromeda, M 31. Aceste stele erau indiscutabil cefeide, aspectul curbelor de lumină nu lăsa nici o îndoială în această privinţă. Hubble a arătat că perioadele variau cu strălucirea la fel ca în cazul cefeidelor din galaxia noastră şi „relaţia perioadă-luminozitate", calibrată recent de Shapley, a permis evaluarea distanţelor pînă la aceste nebuloase: 285 000 parseci. Cum diametrul maxim al galaxiei noastre este de 30 000 de parseci, a apărut clar faptul că era vorba aici, în domeniul nebuloaselor spirale, de nebuloase extragalactice. Astfel primesc galaxiile, abia în anul 1924, certificatul lor de naştere, iar universul observabil, considerabil lărgit, devine populat cu aceste *entităţi bine structurate, denumite, pe bună dreptate, insule de univers, adevăratele celule constitutive ale acestui univers* (fig. 25, 26).

Tot Hubble este acela care a stabilit că aceste galaxii se îndepărtează de noi şi că viteza de recesie este proporţională cu distanţa (expansiunea universului). W. M. Slipher a măsurat între 1912 şi 1922 deplasarea spre roşu a liniilor spectrale pentru 42 de galaxii, care, interpretată ca efect Doppler-Fizeau, arăta că aceste galaxii se îndepărtează cu viteze care atingeau — în lotul respectiv — +1 800 km/s. Cînd, în 1924, Hubble a descoperit existenţa unor cefeide în galaxiile vecine, el a trecut la măsurarea distanţelor tuturor nebuloaselor ale căror viteze radiale fuseseră obţinute de Slipher — etalonînd stelele supergigante din aceste galaxii. În 1928, el a publicat legea deplasărilor spectrale, numită astăzi legea lui Hubble (5.2) şi interpretată în mod curent ca o *relaţie distanţă-viteză.*

Se ştie în prezent că distanţele găsite de Hubble sînt în medie de şapte ori mai mici decît cele pe care în prezent le considerăm reale — în timp ce valorile vitezelor rămîn neschimbate (deplasarea spre roşu este o dată de observaţie). Constanta lui Hubble (5.5), sau constanta de recesie, este considerată astăzi a fi în jur de 75 km/s/megaparsec, dar este posibil ca în viitor ea să fie din nou corectată: imperfecţiunile legate de determinarea distanţelor galactice, imperfecţiuni mari, mai ales atunci cînd ne apropiem de limitele de percepţie ale instrumentelor, ca şi incertitudinea legată de poziţia zeroului în calibrarea lui Shapley, continuă să subziste.

Studiile ulterioare, care continuă cu febrilitate în prezent, au condus la alte descoperiri de cea mai mare importanţă şi au permis nu numai obţinerea unor distanţe mai corecte pînă la galaxii, dar şi descifrarea tot mai exactă a structurii lor interne şi evaluarea calitativă şi cantitativă a mişcării

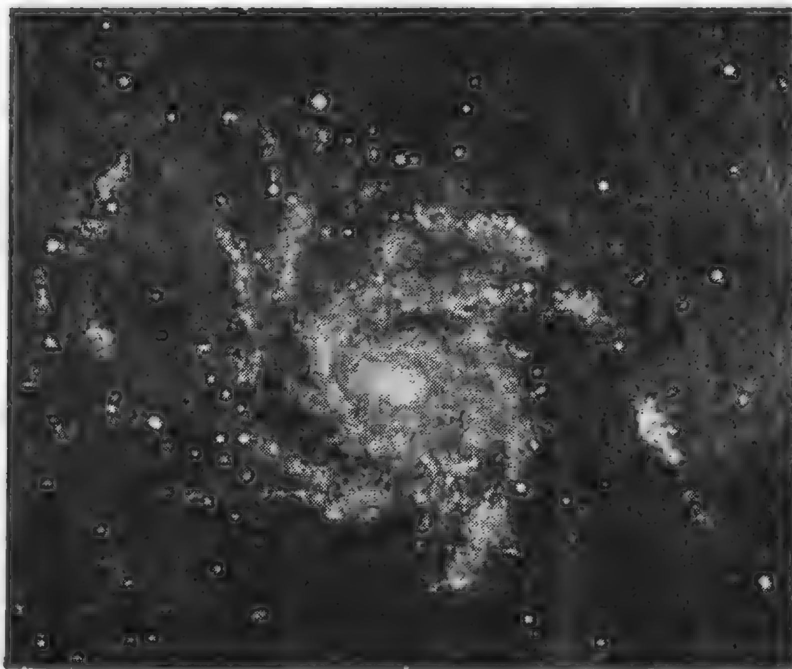


Fig. 25. Galaxia spirală din constelația Ursa Mare.

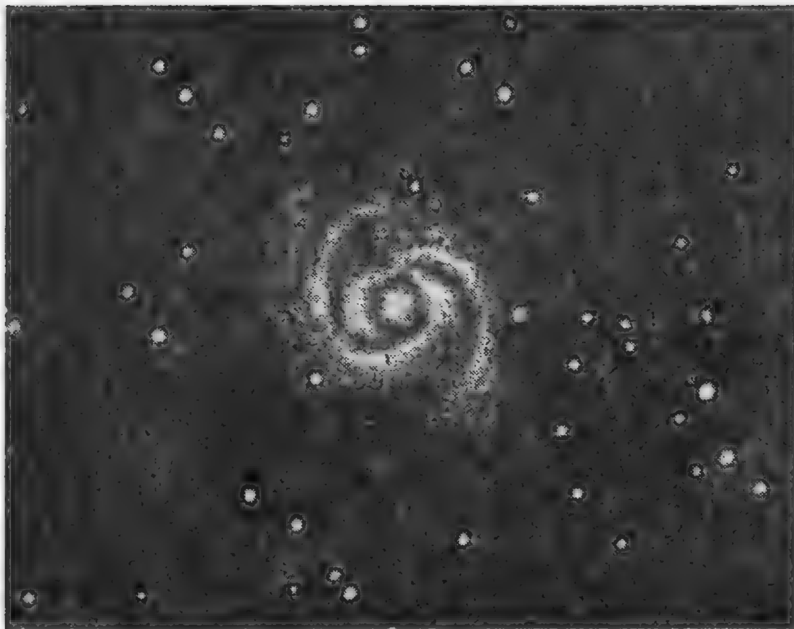


Fig. 26. Galaxia spirală *M* 100 din constelația Fecioarei.

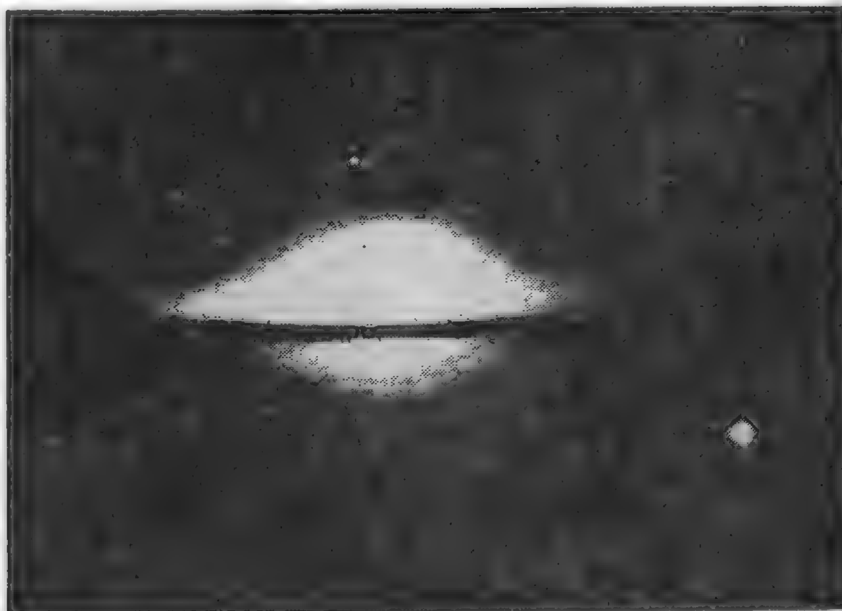


Fig. 27. Galaxia spirală *NGC* 4594 (de tip *Sb*) văzută lateral.

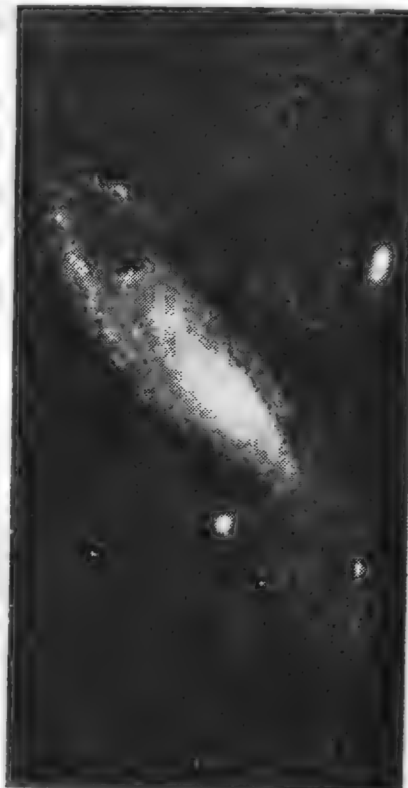
materiei în interiorul acestor structuri. Astăzi, știm că spațiul, atît cît ne permit să receptăm privirea, fotografia, radiotelescoapele, este populat cu miliarde de galaxii de forme diferite: sferoidale, spirale sau neregulate. S-a dovedit definitiv că galaxiile reprezintă nu numai „insule de univers", ci și entități separate, coerent organizate, adevăratele celule constitutive ale universului.

Dacă ar fi să deducem din „fenomene", adică pe baza unui model fizic real, o teorie a gravitației care să corespundă cît de cît stadiului actual al cunoștințelor noastre certe asupra universului observabil, acest model nu ar putea fi decît cel galactic. Probabil că nici o astfel de teorie, chiar dacă ea atinge maximumul de perfecțiune internă, nu ar putea fi considerată definitivă: istoria științei ne revelează cu prisosință faptul că „centrul lumii" a fost mutat în permanență la sisteme cosmice din ce în ce mai mari. Astronomia descoperă de pe acum că nici galaxiile nu sînt absolut independente în spațiul cosmic, ele formează sateliți, se grupează de preferință în mici grupuri, în roiuri sau chiar în vaste asociații în care se pot distinge mii de asemenea unități. Dar posibilitățile actuale ale tehnicii de observație și măsurare nu permit încă elucidarea legăturilor, a structurii și mișcării interne ale unor astfel de grupări. *Sistemele galactice, această cucerire fundamentală a astronomiei secolului nostru, rămîn în prezent unicul model fizic acceptabil, pe baza căruia putem încerca reconsiderarea teoriei gravitației.*

6.2. CLASIFICAREA ȘI STRUCTURA GALAXIILOR

Prima clasificare a galaxiilor după aspectul lor exterior a fost făcută de Hubble în 1924. Sub o formă perfecționată, această clasificare este folosită drept clasificare standard și în zilele noastre (fig. 29).

Fig. 28. O galaxie spirală apropiată de noi: *M 31* (Andromeda).



Drept galaxii eliptice (*E*) sînt clasificate acele galaxii a căror formă poate fi sferică sau lenticulară. Ele se caracterizează prin lipsă de detalii aparente de structură, cu excepţia unui nucleu (o îngrămădire de stele) foarte strălucitor şi foarte condensat, înconjurat de materie difuză, a cărei strălucire scade treptat spre marginea galaxiei.

Există opt tipuri de galaxii eliptice, caracterizate printr-un coeficient $n = 10\ (1 - m/p)$, unde m şi p sînt respectiv axa mare şi axa mică a formaţiunii galactice, măsurate pe fotografii. Galaxiile sferice au $m = p$ şi deci $n = 0$; nu au fost observate galaxii mai turtite decît galaxiile *E*7.

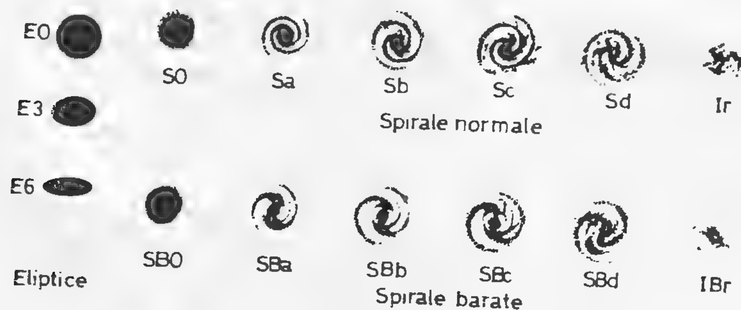


Fig. 29. Clasificarea tipurilor de galaxii (după Hubble şi Vaucouleurs).

Galaxiile *SO* reprezintă o etapă intermediară între galaxiile eliptice și cele spirale. Prin formă se aseamănă cu galaxiile eliptice, însă distribuția strălucirii în ele este apropiată de distribuția strălucirii galaxiilor spirale.

Galaxiile spirale normale *S* sînt sisteme caracterizate printr-o *structură spirală observabilă*. Ele au un nucleu central foarte strălucitor, din ale cărui două puncte opuse pornesc tangențial două brațe spirale, care se înfășoară cu aproape o rotație completă în jurul nucleului. Există galaxii spirale care au trei, patru sau chiar mai multe brațe (fig. 23, 24). Galaxiile spirale sînt în general sisteme foarte turtite; privite din profil ele apar ca elipse foarte alungite, cu o mică umflătură în partea centrală (fig. 26, 27). În funcție de mărimea nucleului și dezvoltarea brațelor subtipurile galaxiilor spirale normale sînt notate respectiv cu indicii *a*, *b*, *c* și *d*.

Galaxiile spirale barate (*SB*) se caracterizează prin faptul că brațele spirale pornesc sub un unghi de 90° dintr-o scurtă bandă ce intersectează diametral nucleul. Subtipurile *a*, *b*, *c* și *d* sînt, de asemenea, legate de mărimea nucleului și de desfășurarea brațelor.

În afara galaxiilor eliptice și spirale, care au toate o formă regulată, există și galaxii neregulate, notate *Ir*. Caracteristic pentru ele este lipsa oricărei simetrii, dar nu și a unor oarecari structuri interne. Subtipul Ir_1 prezintă urme de structură, amintind brațele spirale; subtipul Ir_2 reprezintă galaxii cu străluciri foarte mici, care nu au nici un fel de puncte de maxim. Cum este și normal aceste galaxii puțin strălucitoare sînt observate în special în imediata vecinătate a galaxiei noastre.

Există însă multe galaxii care nu pot fi încadrate exact în tipurile de mai sus. Vaucouleurs a propus (1959) o nouă clasificare, tridimensională, care poate fi considerată drept o dezvoltare (detaliere) a clasificării standard, dată de Hubble. În principiu se păstrează patru clase de galaxii: eliptice (*E*), lenticulare (*SO*), spirale (*S*) și neregulate (*I*). Galaxiile spirale se împart în normale (*SA*) și barate (*SB*). La rîndul lor, în fiecare din aceste subclase există două tipuri diferite: tipul inelar (*r*) și spiral (*s*); tipul intermediar se notează (*rs*). În funcție de gradul de dezvoltare a brațelor, galaxiile spirale pot fi foarte tîrzii (*a*), tîrzii (*b*), intermediare (*e*), timpurii (*d*) și de tipul Norilor lui Magellan (*m*). În figura 30 este prezentată o secțiune transversală prin schema de clasificare dată de Vaucouleurs în regiunea galaxiilor *Sb*.

Aspectul fizic al galaxiilor cunoscute pînă în prezent sugerează în modul cel mai direct posibil că aceste celule constitutive ale universului observabil sînt de fapt niște uriașe *vîrtejuri cosmice*, care se rotesc în jurul axelor lor centrale (observația relevă faptul remarcabil că ele se rotesc *toate* în același sens). Forma oricăreia dintre galaxiile prezente în secvența Hubble poate fi realizată relativ ușor în laborator, cu ajutorul unor vîrtejuri hidraulice, în care se injectează cerneală colorată sau granule luminescente, pentru a se putea urmări și filma contururile rezultate sau traiectoriile diverselor particule. Autorul lucrării de față a executat el însuși diverse experimente asupra unor astfel de „galaxii de laborator“, modele la scară redusă a uriașelor vîrtejuri cosmice și a găsit, pe mulți metri de peliculă, o remarcabilă corelare a principalelor elemente ale formelor, mișcărilor și, mai ales, a direcțiilor de evoluție a acestor entități cosmice fundamentale.

Experiențele de laborator sugerează că în evoluția lor galaxiile parcurg secvența Hubble de la galaxiile neregulate *Ir* către galaxiile eliptice *E*, trecînd prin subtipurile *S*. În acest proces rotația lor trebuie să se accelereze, masa aglomerării centrale (nucleul) să crească, iar dimensiunile globale ale galaxiei să scadă progresiv. După K. von Weiszäcker, galaxiile eliptice nu sînt altceva

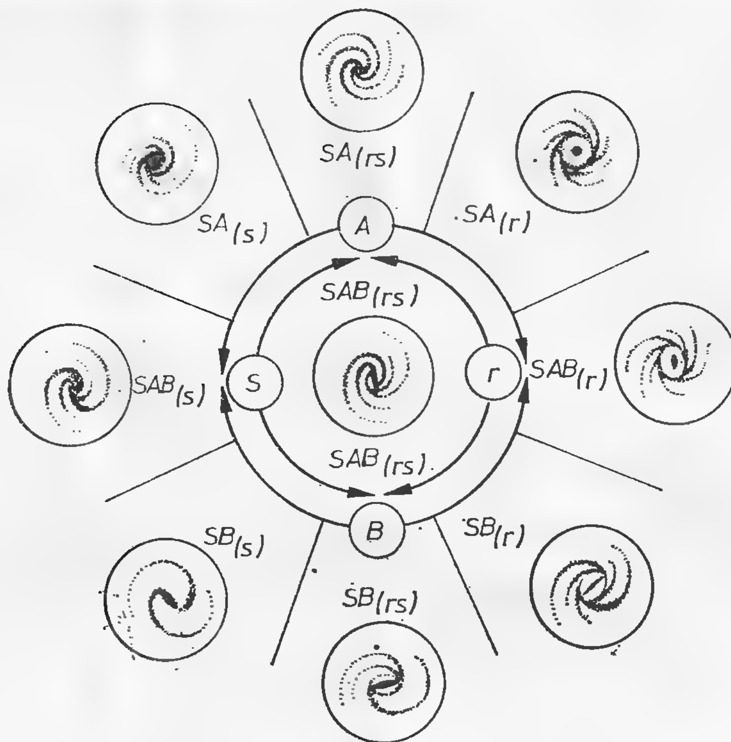


Fig. 30. Clasificarea tipurilor de galaxii (după Vaucouleurs).

decît galaxii spirale care și-au „pierdut“ brațele. Aportul de materie către regiunile centrale se face pe seama mediului înconjurător intergalactic, mediu care s-a dovedit, la rîndul său, a fi un plenum; galaxia este deci numai o *insulă* într-un univers plin peste tot cu substanță.

O bază experimentală „cosmică“ pentru interpretarea evoluționistă a secvenței galaxiilor a fost pusă de către W. Baade în 1942, cu ajutorul aceluiași telescop de 254 cm cu care lucrase și Hubble. El a putut „rezolva în stele“ regiunile interioare ale galaxiei *M* 31 și a constatat cu surprindere că stelele strălucitoare din nucleul central erau roșietice, pe cînd cele din brațele spirale erau de nuanță albastră. Baade a numit stelele din brațele spirale stele din populația I (ele fiind primele descoperite), iar pe cele din porțiunile centrale stele din populația II.

Deosebirea dintre cele două populații s-a dovedit foarte profundă, dar stabilirea concretă a acestui fapt a necesitat mulți ani de muncă și concursul instrumentului de 500 cm de la Mount Palomar. S-a putut dovedi astfel cu certitudine că stelele din populația I, plasate în zone bogate în gaze și pulberi, sînt *stele tinere* (unele „recent“ condensate), în timp ce *stelele din regiunile centrale sînt cu mult mai în vîrstă.* Tocmai din considerarea acestei deosebiri între cele două tipuri de populații a putut fi corectată atît de drastic celebra constantă a lui Hubble și implicit distanțele pînă la galaxii. În felul acesta, Baade a pus bazele experimentale ale interpretării evoluționiste a secvenței Hubble a galaxiilor prin analiza indicelui de culoare.

Variația indicelui de culoare a stelelor galaxiei arată că materia condensată în aceste stele se deplasează de la periferie către nucleul galaxiei. Într-a-

devăr, dacă studiem variația globală a indicelui de culoare pe suprafața galaxiilor la diverse distanțe de centru, observăm că, *la galaxiile spirale, regiunile centrale sînt roșii și că această culoare evoluează către albastru pe măsură ce ne îndepărtăm de centru*. Situația este identică dacă studiem variația indicelui integral de culoare de-a lungul secvenței Hubble: acest indice (în sistemul *Ph-V*) scade odată cu trecerea de la galaxiile eliptice către galaxiile neregulate; cu alte cuvinte, galaxiile eliptice sînt mai roșii (deci mai în vîrstă) decît cele neregulate. *Sensul evoluției în timp a sistemelor galactice de la cele neregulate către cele eliptice este revelat nu numai de experiențele de laborator, dar și de observațiile directe conform cu datele lui Baade și ale unui mare număr de astronomi și astrofizicieni*. Aceasta permite o remarcabilă corelare a datelor de observație.

Spectrul unei galaxii este spectrul sumă al tuturor obiectelor care intră în componența sa. De obicei acestea sînt spectre cu linii de absorbție, iar în cazul în care numărul obiectelor din galaxii ce au spectru cu linii de emisie este destul de mare, în spectrul lor apar și linii de emisie. Spectrele galaxiilor nu se pot identifica însă cu spectrele stelelor sau ale altor obiecte separate din componența lor. Prin analogie cu clasificarea spectrală a stelelor s-a făcut și o clasificare spectrală a galaxiilor. S-a constatat astfel că *trecerea de la clasele spectrale stelare timpurii* (*F*) *la cele tîrzii* (*G*) *urmărește fidel variația indicilor de culoare ai galaxiilor și trecerea de la galaxiile neregulate I la cele eliptice E, prin subtipurile S și SO.*

Diametrii unghiulari ai galaxiilor variază, de asemenea, în mod continuu de la o clasă la alta. Hubble a găsit, de exemplu, pentru galaxiile cu magnitudinea vizuală integrală $m = 10{,}0$ următoarea situație:

EO	*E4*	*E6*	*E7*	*Sa, Sb*	*Sb, SBb*	*Sc, SBc*
2′	3′	4′	5′	6′	7′	9′

Există deci și o *scădere continuă a diametrelor unghiulare de la tipurile neregulate către cele eliptice*, raportul dintre diametrele galaxiilor de tipul *Sc* și ale celor de tipul *EO*, fiind aproape 5. Acest raport apare cu mult mai mare în prezent, cînd s-a dovedit, prin metode radio, că hidrogenul neutru al galaxiei (practic inexistent în tipul *EO*) se întinde cu mult dincolo de limitele sale optice.

Forma brațelor spirale poate fi determinată empiric prin proiectarea fotografiei galaxiei pe un plan înclinat, a cărui înclinare și orientare se poate modifica treptat pînă ce imaginea galaxiei devine aproape circulară. *Măsurătorile arată că cele mai multe din aceste brațe au forma spiralei de tip logaritmic*, adică una din formele tipice ale mișcării într-un vîrtej (§.7.3). Majoritatea brațelor fac un ocol aproape complet în jurul nucleului; lungimea lor diferă de la o clasă de galaxii la alta în sensul secvenței Hubble.

Conținutul și distribuția gazului interstelar. Spațiul intragalactic nu este un spațiu vid, așa cum se credea pînă către 1930, ci este „umplut" literalmente cu gaz interstelar compus aproape în totalitate din *hidrogen și heliu*. Hidrogenul este însă de departe cel mai abundent element în compoziția acestui gaz: aproape de nouă ori ca număr de atomi și de două ori ca masă mai abundent decît heliul. Conținutul de heliu pare a fi foarte constant, atît în diversele regiuni ale unei galaxii, cît și în diferitele tipuri de galaxii [177].

Studierea experimentală a hidrogenului neutru intragalactic, bazată pe radiația de 21 cm a acestui gaz, a devenit posibilă abia în ultimii 10—15 ani, ca urmare a măririi puterii de rezoluție unghiulară a radiotelescoapelor, ceea ce a permis detalierea structurii interne a galaxiilor. În figura 31 este

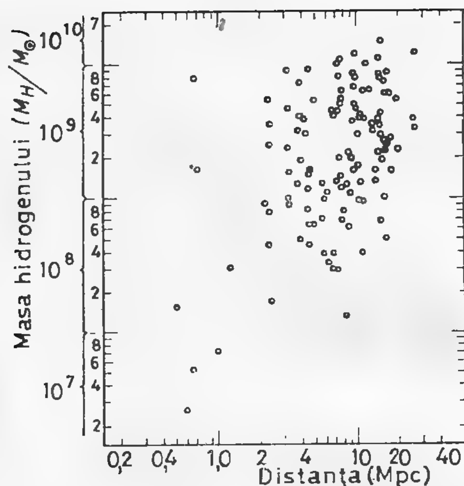


Fig. 31. Conținutul total de hidrogen neutru în galaxii.

prezentat conținutul total de hidrogen, determinat pentru 130 de galaxii spirale regulate și neregulate (cele eliptice au fost excluse), în funcție de distanța pînă la aceste galaxii. Se remarcă în mod deosebit faptul că limita superioară a conținutului de hidrogen neutru într-o galaxie oarecare pare a fi net de $10^{10}\, M_\odot$; într-adevăr, nu se cunosc galaxii cu un conținut mai mare de hidrogen neutru. După M. S. Roberts [177] pare să existe un mecanism de autoreglare a galaxiilor, care „transformă automat hidrogenul excedentar în stele".

Conținutul fracționar de hidrogen neutru în masa totală a galaxiei (M_H/M_T) *variază sistematic cu tipul structural*, așa cum rezultă din diagrama sinoptică din figura 32. *El este de circa 1% în spiralele de tipul SO, de aproximativ 20% în cele de tipul Ir_1 și ajunge la (50—60)% în cele de tipul Ir_2* (nefigurate în diagramă); este posibil ca procentul de hidrogen să fie subestimat (în dia-

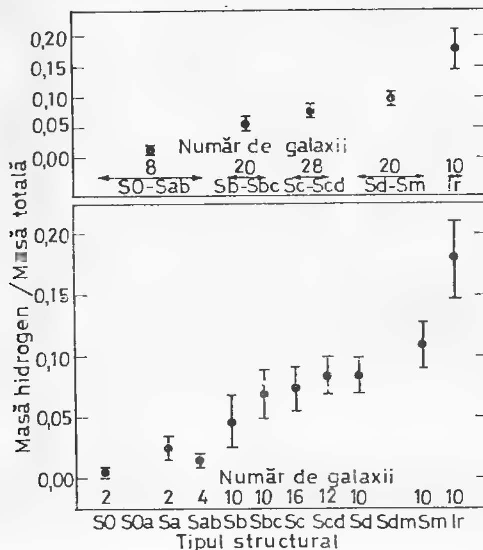


Fig. 32. Conținutul fracțional de hidrogen neutru în galaxii de diferite tipuri structurale.

gramă) pentru subtipurile *Sd* și *Ir*, cu un factor de maximum doi, din cauza eventualelor erori determinate de ipoteza „adîncimii optice“ (mici) a galaxiilor, cu ajutorul căreia sînt interpretate rezultatele actuale ale măsurătorilor [177]. În cazul galaxiilor eliptice (care nu figurează în diagramă), raportul M_H/M_T pare a fi în jur de 10^{-3} sau mai mic. Această variație sistematică a raportului M_H/M_T este una dintre cele mai certe corelări pe care o revelează observația conținutului de gaz interstelar cu tipul galaxiei.

Raportul dintre masa relativă a hidrogenului neutru și luminozitatea globală a galaxiei este un alt parametru care se corelează bine cu tipul structural: *acest raport scade sistematic în direcția galaxiilor eliptice.*

Posibilitatea de a schița cît mai multe detalii ale structurii galactice depinde nu numai de calitățile radiotelescopului folosit ci și de distanța la care se află galaxia observată. „Marea nebuloasă“ Andromeda, galaxia spirală *M* 31 (fig. 28), este situată la numai 0,69 Mpc de noi și, în consecință, ea a jucat un rol de prim ordin în descifrarea codului galactic, fiind cel mai exact detaliată pînă în prezent.

Se constată că toate galaxiile spirale, inclusiv propria noastră galaxie, prezintă un *minim al densității hidrogenului în centrul lor optic și un maxim al acestei densități la o anumită distanță de centru*; de la acest maxim densitatea scade treptat către periferie. Această distribuție a densităților în gazul intragalactic este absolut similară cu distribuția obținută în interiorul unui vîrtej (§ 7.2). Această remarcabilă constatare a putut fi detaliată la amănunt în cadrul galaxiei *M* 31 [177].

Suprasimplificat, această distribuție a hidrogenului neutru este descrisă ca „un inel care înconjură centrul“. La tipurile de galaxii spirale, *brațele spirale se găsesc plasate în interiorul acestui inel*, în special în regiunea celor mai înalte densități a hidrogenului; în direcția galaxiilor neregulate a secvenței Hubble, o parte remarcabilă din aceste brațe se găsesc în zonele de maximă densitate a hidrogenului.

Deși datele disponibile sînt mai puține (numai pentru 10 galaxii), se pare [178] totuși că *adîncimea minimului central de densitate variază invers proporțional cu masa galaxiei și probabil direct proporțional cu vîrsta ei*; acest minim dispare către sfîrșitul secvenței, ajungînd ca tipul *Ir* să prezinte un *maxim* central, cu trăsături optice proeminente, distribuite pretutindeni în jurul acestui maxim.

Toate aceste caracteristici galactice revelează pregnant faptul că aceste entități cosmice sînt, într-adevăr, vîrtejuri cosmice uriașe, în cea mai pură accepțiune carteziană a acestei noțiuni. Dimensiunile acestor turbioane cosmice sînt, după cum se constată din măsurători, cu mult mai mari decît dimensiunile optice ale galaxiei. La 28 kpc de centru, Andromeda (diametru optic circa 40 kpc) prezintă încă o densitate de suprafață a coloanei de hidrogen de 10^{20} atomi/cm². Galaxia *M* 81 este înconjurată de o „anvelopă“ de hidrogen care include și companionii săi *M* 82 și *NGC* 3077; la 30 kpc de centrul acestei galaxii, densitatea coloanei de hidrogen este, de asemenea, 10^{20} atomi/cm² [177]. Dimensiunea optică a galaxiei *M* 33 este numai jumătate din cea a „inelului“ său de hidrogen [98]. *Raportul dintre dimensiunea turbionului de hidrogen și dimensiunea optică a galaxiei crește, în secvența Hubble, de la a către d* [178]. *Densitatea de suprafață crește în același sens* [178]. *În general, extinderea maximă a turbionului are loc în direcția axei mari a galaxiei* [24].

6.3. DINAMICA INTERIOARĂ A GALAXIILOR

Dacă analizăm tratatele de specialitate privind lumea galactică și fenomenele ei, nu se poate să nu remarcăm lipsa aproape completă a unor *concluzii de sinteză* privind mișcarea intragalactică și chiar unele formulări ambigue asupra acestui subiect dificil în prezent pentru astronomi. De exemplu, pînă către anul 1970, definiția unei galaxii, întîlnită peste tot în aceste tratate, era următoarea: galaxia este un sistem stelar în rotație. Această situație nu se datorește lipsei unor informații precise asupra acestei mișcări (dispunem de date excelente încă de la începutul acestui secol, iar lucrările mai recente —care abundă în detalii— îmbogățesc substanțial acest domeniu de cercetare), ci faptului că aceste informații nu pot fi corelate coerent cu legile mișcării care stau de mult la baza mecanicii cerești, adică cu teoria gravitației a lui Newton.

Toate galaxiile sînt observate a se mișca în jurul unei axe care trece prin centrul lor optic. Dacă această rotație nu coincide cu axa vizuală, atunci — ținînd cont de efectul Doppler spectral — una dintre marginile galaxiei trebuie să se apropie de observator (în comparație cu centrul de inerție al galaxiei), iar cealaltă să se îndepărteze. Prin urmare, datorită rotației, diferitele părți ale galaxiei vor avea, în raport cu observatorul, viteze radiale diferite. Acest fapt a fost pus în evidență de Slipher încă din 1917 și a fost interpretat just drept rezultat al unei rotații, cu mult timp înainte de a se fi precizat rotația propriei noastre galaxii.

Două probleme principale s-au pus inițial în legătură cu rotația galaxiilor: determinarea direcției de rotație și determinarea perioadei lor. Vaucouleurs a arătat că *din toate observațiile a rezultat aceeași relație între direcția de rotație a sistemului galactic și caracterul structurii spirale*, adică toate galaxiile fie se înfășoară, fie se desfășoară. Dacă ținem seama de faptul că în galaxia noastră s-a pus clar în evidență un proces de „înfășurare“, s-a tras concluzia că toate celelalte galaxii ale universului prezintă aceeași caracteristică a mișcării. Iată, așadar, *o extraordinară regularitate a mișcării revelată la scara întregului univers observabil* (a se compara fotografiile prezentate în fig. 22, 23, 24 și 25). Este ca și cînd fiecărei mase centrale a galaxiei i s-ar asocia intrinsec un vector vîrtej, care ar descrie o proprietate universală a materiei, tot atît de fundamentală ca și gravitația însăși. Rezultă de aici, din observații, că mișcarea intragalactică, care nu poate fi descrisă corect prin legea gravitației a lui Newton, va trebui descrisă de un astfel de cîmp de forțe, pe care l-am numit, într-o primă aproximație, *cîmpul gravitovortex* și care, în perspectivă istorică, ar reprezenta sinteza a două concepții „ireductibile“: cea a lui Newton și cea a lui Descartes.

Cu excepția cîtorva galaxii mai luminoase, în care se pot observa obiecte luminoase (stelele) la diferite distanțe de centru și pentru care se pot obține vitezele radiale, pentru majoritatea galaxiilor, numai regiunea centrală este suficient de luminoasă, pentru a putea fi observată spectroscopic. Pentru aceste regiuni se determină experimental o *viteză unghiulară constantă* pentru aproximativ toate stelele; prin urmare, *condensările centrale ale galaxiilor se rotesc ca un corp solid*, cu toate că aceste regiuni conțin sute de milioane de stele separate.

În cazul în care se cunoaște distanța D pînă la o galaxie, se poate calcula perioada T de rotație: Fie i unghiul dintre planul ecuatorial al galaxiei și raza vizuală, iar v_r, viteza radială observată la distanța r de centru, de-a

lungul axei mari aparente a galaxiei. Viteza de rotaţie v în planul ecuatorial al galaxiei va fi

$$v = v_r \sec i = R\, r. \tag{6.8}$$

Deoarece viteza se determină prin efectul Doppler, avem:

$$v = c\,\frac{\Delta\lambda}{\lambda}, \tag{6.9}$$

şi

$$r = \frac{R}{D} \tag{6.10}$$

unde R este raza liniară, deci

$$k = c\,\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\,\frac{D}{R}\,. \tag{6.11}$$

Perioada de rotaţie a galaxiei va putea fi scrisă astfel:

$$T = \frac{2\pi R}{v} = 2\pi\,\frac{D}{R}\,. \tag{6.12}$$

Dacă v este exprimat în km/s, r în secunde de arc, D în pc, atunci perioada exprimată în ani, va fi:

$$T = 29{,}7\, D\,\frac{r}{v} = 29{,}7\,\frac{D}{R}, \tag{6.13}$$

sau, folosind viteza unghiulară ω, exprimată în km/s/kpc,

$$T = 6{,}16 \cdot 10^9\, \omega^{-1}. \tag{6.14}$$

Mayall [235] a determinat în acest fel perioadele de rotaţie în jurul axelor proprii pentru un mare număr de galaxii de diferite tipuri structurale şi a găsit următoarele valori:

$E7 \ldots SO$	perioada $(5-10) \cdot 10^6$ ani,
S_a	perioada $(10-20) \cdot 10^6$ ani,
S_b	perioada $(10-40) \cdot 10^6$ ani,
S_c	perioada $(20-80) \cdot 10^6$ ani;

există însă galaxii pentru care perioada depăşeşte 10^8 ani.

Se observă o legătură definită între tipul galaxiei şi perioada sa de rotaţie: perioada medie creşte de la tipul a către tipul d, adică, *parcurgînd în sens evolutiv secvenţa Hubble, galaxiile îşi accelerează rotaţia lor.* Concluzia este sprijinită cert de rezultatele absolut sigure care s-au putut obţine pentru galaxiile cele mai apropiate în care au fost determinate valori ale perioadelor cuprinse între cîteva milioane de ani (galaxii eliptice) şi cîteva sute de milioane de ani (galaxii de tipul Ir).

Aceste perioade au fost determinate pentru regiunile centrale ale galaxiilor, în care *milioane de stele distincte sînt observate a se mişca cu viteză unghiulară constantă,* adică în flagrantă contradicţie cu mişcarea planetară permisă de teoria gravitaţiei a lui Newton. Forţa de care ar fi animat în

această regiune un element de masă unitate și avînd viteza v la distanța R de centrul galaxiei, ar fi

$$F = \frac{v^2}{R} = \frac{v^2}{R^2} R = \omega^2 R = \text{const} \cdot R, \tag{6.15}$$

unde ω = viteza unghiulară. Această forță care crește direct proporțional cu distanța la centru este foarte departe de a semăna cu forța gravitației universale a lui Newton. *Mișcarea cu viteză unghiulară constantă observată în zona centrală a galaxiilor este însă identică cu mișcarea în zona centrală a unui vîrtej (§ 7.2), al cărui nucleu se rotește efectiv ca un corp solid.*

Din analiza asupra mișcării stelelor aflate spre periferia galaxiilor astronomii deduc că această mișcare poate fi aproximată cu cea de tip keplerian; la mare distanță de centrul galaxiei legea gravitației a lui Newton controlează deci în condițiuni mai bune mișcarea galactică. Pe măsură ce ne apropiem însă de centru mișcarea observată se abate din ce în ce mai mult de la tipul keplerian, în zona nucleului fiind complet diferită de aceasta. Lucrurile se petrec ca și cînd alături de forța newtoniană a gravitației acționează o forță centrală suplimentară, care crește și scade cu distanța mai repede decît cea newtoniană. O astfel de forță gravitațională suplimentară apare explicit în gravitovortex. Nu este însă nevoie să facem considerații atît de generale asupra identității dintre mișcarea descrisă de gravitovortex și cea observată în galaxii pe baza mișcării stelelor: ea poate fi revelată direct prin observarea și măsurarea mișcării gazului intragalactic, cu ajutorul celor mai perfecționate mijloace de care dispune în prezent radioastronomia.

Mișcarea acestui gaz, descoperită și analizată abia în ultimii șapte-opt ani, cu ajutorul efectului Doppler, pe linia de 21 cm a hidrogenului neutru, este într-adevăr revelatoare din punctul de vedere al caracterului general și de detaliu al mișcării intragalactice. În figura 33 sînt prezentate, după A.H. Rots [184], cîteva dintre foarte puținele determinări directe ale acestei mișcări care au putut fi executate pînă în prezent și anume curbele vitezelor de rotație ale hidrogenului interstelar în funcție de distanța pînă la centrul galaxiei, observate în cazul a patru galaxii spirale de diferite tipuri structurale. Semnalăm faptul remarcat de autor că determinarea vitezelor de rotație, la foarte mare distanță de centru, prezintă oarecare incertitudini.

Comparînd distribuția cîmpului de viteze într-o galaxie cu cea din interiorul unui vîrtej de materie (cap. 7), constatăm, din nou, o extraordinară similitudine: *mișcarea gazului intragalactic observată în galaxii are în cel mai*

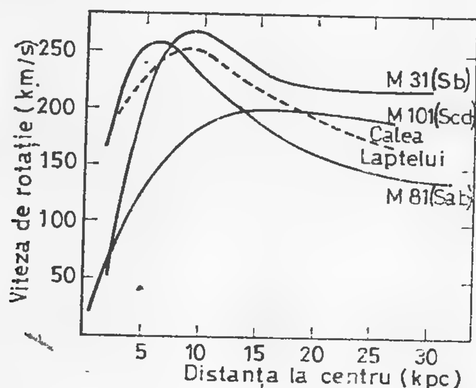


Fig. 33. Mișcarea intragalactică: curbele de variație a vitezei de rotație a hidrogenului neutru.

înalt grad caracteristicile unei mişcări turbionare, galaxiile sînt cu siguranţă uriaşe vîrtejuri cosmice, care sînt guvernate de legi specifice proprii; eşecul legii lui Newton este perfect explicabil. Dacă legile de forţe care acţionează asupra corpurilor şi produc mişcarea lor se mai deduc din mişcarea acestor corpuri, aşa cum s-a procedat din totdeauna în mecanică, atunci „modelul galactic" impune cu siguranţă o altă lege a gravitaţiei decît cea a lui Newton.

Dar nu va putea fi vorba numai despre o simplă corecţie matematică, cantitativă, ci de concepte fundamentale noi, de *corecţii calitative majore*, sugerate pregnant de fenomenul galactic. Căci, iată, *mişcarea galactică este o mişcare diferenţiată, ea depinde esenţial de natura corpurilor*, cu alte cuvinte, *corpurile de natură diferită se mişcă diferit sub influenţa aceloraşi forţe*. Aceasta infirmă în mod direct şi la scară mare una dintre concluziile majore ale teoriei lui Newton, care este în acelaşi timp premisa fundamentală a formalismului matematic al relativităţii generale: aceea a egalităţii absolute dintre masa inertă şi masa grea, $m_i = m_g$.

Într-adevăr, mişcarea intragalactică, revelată de curbele din figura 33, reprezintă numai *mişcarea medie*, mişcarea de ansamblu, a materiei aflată la diverse distanţe de centru. Dacă detaliem această mişcare, adică dacă executăm măsurători locale în scopul de a determina vitezele relative dintre diversele formaţiuni materiale aflate la aproximativ aceeaşi distanţă de centrul galaxiei, putem constata cu uşurinţă justeţea afirmaţiei „îndrăzneţe" pe care am făcut-o mai sus. Şi avem cu prisosinţă posibilitatea de a face astfel de măsurători locale, chiar în condiţii de maximă precizie, deoarece sistemul nostru solar nu este izolat în cosmos, ci face el însuşi parte dintr-un asemenea conglomerat galactic, fiind de fapt o formaţie materială locală situată la circa 10 000 de parseci de centrul galaxiei şi care, împreună cu alte sute de mii de formaţiuni similare se roteşte în jurul acestui centru (fig.35).

Coordonatele ecuatoriale ale stelelor sînt date de observaţie şi sînt înscrise în cataloage de stele pentru anumite epoci, de exemplu 1975, 0, 1900, 0, 1950, 0. Comparînd aceste coordonate ale uneia şi aceleiaşi stele la două momente diferite t_1, t_2, constatăm că ele nu rămîn invariabile. Dacă se operează corecţiile rezultate din mişcările proprii ale Pămîntului (precesia şi nutaţia) şi din efectul aberaţiei anuale, rezultă *mişcarea proprie* a stelei considerate. Datorită mişcării sale proprii steaua descrie într-un timp dat, de exemplu, un an, un arc de cerc pe bolta cerească, cu o viteză care poate fi calculată dacă se cunoaşte paralaxa stelară. Viteza radială în raport cu observatorul terestru poate fi stabilită direct şi prin măsurarea deplasării liniilor spectrale (efect Doppler). Este posibil deci să măsurăm cu maximă precizie direcţia şi valoarea vitezei relative a oricărei stele de pe firmament, care se roteşte în jurul centrului galaxiei împreună cu sistemul nostru solar.

Cititorul se aşteaptă desigur ca rezultatul unor astfel de măsurători să fie cam următorul: stelele mai apropiate decît noi de centrul galaxiei (situat în constelaţia Săgetătorul) să aibă o viteză mai mare, cele situate mai departe decît noi să aibă o viteză mai mică, iar vectorii viteză să fie pretutindeni aproximativ perpendiculari pe raza vectoare relativă la centrul mişcării, aşa cum ştim din mişcarea planetelor în cadrul sistemului solar şi cum, aparent, sugerează chiar curbele de viteză din figura 33. Ei bine, nici vorbă de aşa ceva: *măsurătorile arată că stelele din „vecinătatea" Soarelui nostru se deplasează haotic, în toate direcţiile posibile şi cu viteze distribuite absolut la întîmplare*! Lucrurile se petrec deci ca în cazul mişcării moleculelor unui gaz, motiv pentru care unii autori de tratate de specialitate vorbesc de *gazul stelar* constituit din stele care circulă la întîmplare în spaţiu! Unde sînt aici

legile gravitației și mai ales cum să se descurce în această situație astronomii care fuseseră asigurați că de cînd cu repararea micii defecțiuni a avansului de periheliu al lui Mercur, teoria gravitației interpretează corect mișcarea observată a corpurilor cosmice?

Întîmplarea și ingeniozitatea lor le-au venit în ajutor. Dintre toate obiectele aflate la distanțe stelare cele mai spectaculoase sînt așa-numitele roiuri de stele, aglomerări de sute și mii de stele pe „spații" de 2 la 30 parseci (*roiurile deschise sau galactice*) sau de mii și zeci de mii de stele pe „spații" de circa 100 parseci (*roiurile globulare*). S-a observat că *mișcările proprii ale roiurilor galactice* prezintă o remarcabilă convergență către un punct bine definit de pe sfera cerească; punctul de convergență al mișcărilor proprii fiind punctul de la infinit al direcției comune a mișcărilor lor în spațiu, s-a dedus că aceste stele au mișcări paralele în spațiu. Cinematica acestor roiuri, dintre care amintim Pleiadele, Hiadele, roiul din Ursa Mare, din Taurul, a putut fi bine studiată, deoarece paralaxele stelelor lor erau foarte precis determinate; astfel s-a revelat în distribuția haotică a vitezelor stelare o *direcție preferențială* în spațiu. Cu ajutorul unei complicate analize matematice statistice și a unor metode specifice (elipsoizii vitezelor) s-a reușit pînă la urmă să se pună în evidență o astfel de direcție privilegiată — un vertex — și din studiul distribuției maxwelliene a vitezelor celorlalte stele cercetate (disimetriile galaxiei), stabilindu-se astfel faptul că deși *local stelele au mișcări foarte diferite, în ansamblu ele se rotesc totuși în jurul centrului galaxiei.* Această mișcare de ansamblu a fost confirmată ulterior, atît în galaxia noastră, cît și în toate celelalte galaxii, prin metode radioastronomice.

Să insistăm însă asupra mișcărilor locale. Dacă măsurăm viteza Soarelui în raport cu nebuloasele extragalactice obținem valoarea de circa 230 km/s; aceasta este viteza cu care Soarele se rotește în jurul centrului galactic deoarece aceste nebuloase nu participă, evident, la rotația galaxiei noastre. Dacă măsurăm aceeași viteză în raport cu roiurile globulare, care fac parte din galaxie, obținem aproximativ aceeași valoare de 230 km/s. Roiurile globulare nu participă oare la această rotație generală? Sau se mișcă cu mult mai încet decît ar trebui, astfel încît viteza lor cade sub limita preciziei de măsurare? Oricum, „mișcarea" lor, a acestor sute de mii de stele, rămîne un mister de nedezlegat. Dar mai sînt multe altele.

Sirius este o stea foarte apropiată de noi, *viteza relativă în raport cu Soarele ar trebui să fie practic nulă și cu toate acestea ea este foarte mare*; același lucru îl constatăm și cu alte cîteva stele apropiate care formează așa-numitul roi din Ursa Mare. Astronomii au stabilit clar că *în prezent sistemul nostru solar traversează pur și simplu acest roi format din stelele acestei constelații* (Beta, Gamma, Delta, Epsilon și Zeta Ursae Majoris), din Sirius, Delta Leonis, Beta Eriadni, Beta Aurigae și Alfa Coronae Borealis, roi ale cărui dimensiuni nu depășesc cîțiva parseci. Ca așezare pe cer, toate aceste stele apar în direcții opuse, deoarece noi trecem acum — cu mare viteză — efectiv *printre* ele, deși toate se află practic la aceeași distanță de centrul galaxiei. Cum de este posibil așa ceva cînd știm prea bine că atît teoria gravitației a lui Newton, cît și cea a lui Einstein, ca dealtfel și toate teoriile moderne ale gravitației nu admit o astfel de mișcare?

Lucrurile stau chiar cu mult mai rău, deoarece Soarele nu este un sistem cinematic singular: determinarea vitezelor relative în raport cu alte stele apropiate arată că acestea sînt de numai 19,5 km/s. *Soarele și aceste stele fac parte dintr-un întreg grup cinematic distinct, care se mișcă diferit de alte grupe cinematice*, de tipul celui amintit mai sus. Așadar, *determinăm din observații*

directe, efectuate asupra mişcărilor proprii ale stelelor apropiate, existenţa unor curente stelare alcătuite din stele de acelaşi tip fizic şi, pe cît se pare, de aceeaşi vîrstă, care au caracteristici cinematice diferite; aceste curente stelare nu sînt separate, ele se străbat reciproc, stelele lor fiind amestecate unele într-altele. Aceste stele nu pot fi deosebite între ele după poziţia lor în spaţiu, ci numai după orientările şi valoarea componentelor lor cinetice.

Aceasta este *mişcarea diferenţiată* a galaxiei revelate de măsurători şi observaţii şi structurată într-o teorie cinematică pe care Oort a elaborat-o în 1927, în vigoare şi astăzi. *Ea arată existenţa în galaxie a unor subsisteme care se rotesc, la aceeaşi distanţă de centru, cu viteze diferite.* Sistemele similare cu galaxia noastră, alcătuite din populaţii neuniforme, care pot fi împărţite în subsisteme legate de caracteristicile vitezelor, se numesc *sisteme Kapteyn-Lindblad.*

Este oare posibilă o mai convingătoare dovadă experimentală a dependenţei mişcării gravitaţionale de natura corpurilor? Dacă am spune că două corpuri cad diferit la suprafaţa Pămîntului, ni se va răspunde că acest lucru este imposibil din cauza experimentelor Eötvös de tip modern, a căror precizie atinge a treisprezecea zecimală. Dacă obiectăm că această precizie este totuşi insuficientă pentru a deosebi experimental căderea unui fulg de căderea unei stînci de 1 000 de tone, ni se va răspunde că masa inertă este *în esenţă* identică cu masa grea şi că în viitor experienţele Eötvös, din ce în ce mai precise, o vor dovedi. Dacă arătăm că şi planetele „cad" diferit, conform cu forţa suplimentară introdusă de Newton însuşi (cap. 3), ni se va răspunde că acest lucru nu este adevărat, deoarece Newton nu întrebuinţează nici o forţă suplimentară atunci cînd utilizează artificiul matematic al mişcării inerţiale în raport cu centrul de masă. Dacă vom aduce dovezi directe cum că multe comete se dezagregă în acelaşi spaţiu interplanetar şi diferitele părţi dezintegrate se mişcă şi ele diferit în jurul Soarelui (§ 10.4), ni se va răspunde că probabil acele comete au explodat pur şi simplu.

Se pot găsi desigur fel de fel de „explicaţii" împotriva acestor mişcări diferenţiate, care se observă peste tot (a se vedea capitolele următoare); caracteristica acestor „explicaţii" va fi oricum eclectismul lor, faptul că „natura" lor va fi foarte diferită deşi sînt îndreptate împotriva unuia şi aceluiaşi fenomen fizic: *mişcarea în funcţie de natura substanţei.* Mişcarea diferenţiată a galaxiilor dovedeşte însă plenar că asemenea „argumente" sînt false, deoarece această mişcare nu se deosebeşte cu nimic de cea pe care o observăm în sistemul solar şi pe Pămînt (a se vedea capitolele următoare). Singura diferenţă ar fi aceea că în această mişcare intragalactică se pun în joc mase foarte mari, ceea ce face ca fenomenul să devină nu numai mai uşor observabil, dar chiar absolut evident.

Dar cum am putea struni teoretic o astfel de mişcare haotică altfel decît prin mijloace statistice, adică prin legea maxwelliană a hazardului şi întîmplării, aşa cum se procedează în prezent în astronomie, mai exact, în dinamica stelară? Mai concret, cum putem elabora în aceste condiţii şi pe această bază o teorie a gravitaţiei? Propunerea noastră este simplă: să ne abţinem de a inventa *a priori* legi de forţe corective, distribuţii de mase ascunse sau metrici în geometric variabilă în spaţii n-dimensionale şi să luăm galaxia exact aşa cum o vedem şi o măsurăm: un vîrtej material, care matematic poate fi descris de *cîmpul gravitovortex.* Vom observa atunci că toate ciudatele caracteristici ale fenomenului galactic pot fi coerent explicate, că traiectoriile particulelor nu sînt deloc dirijate de întîmplare, ci au legi matematice bine precizate. Dacă ne lipsim astfel de parfumatele atribute ale unor eventuale

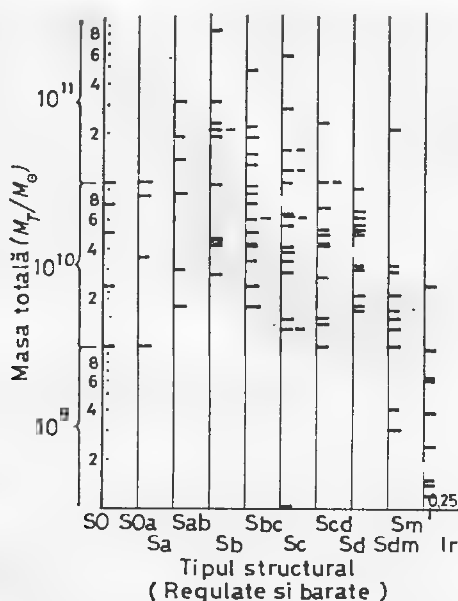


Fig. 34. Masele totale ale galaxiilor în funcție de tipul lor structural.

„viziuni cosmice“ sau „intuiții geniale“ salvatoare, micșorăm în schimb riscul de a greși prea grav: ar fi desigur greu ca un fenomen fundamental al naturii să nu fie nici măcar identic cu sine însuși.

Încheiem succinta noastră prezentare asupra galaxiilor cu cîteva considerații privind masele lor. Aceste mase sînt deduse în prezent prin mai multe metode diferite, ca, de exemplu, analiza rotației lor, metode optice, metode radio. În primul caz se fac ipoteze simplificatoare asupra traiectoriilor stelelor (considerate ... circulare); acestea conduc fie la alte legi de forțe decît cea a lui Newton (Lohman, Parenago), fie la diverse „modele de distribuție a densității“ intragalactice, presupuse *a priori*. Celelalte metode se bazează pe ipoteza că distribuirea densității $\rho(r)$ este direct proporțională cu strălucirea superficială (optică sau radio) $I\ (r)$, deci se presupune că în întregul sistem relația masă-luminozitate este aceeași (Schwarzschild, Rots). Valorile intrinseci obținute astfel diferă de la o metodă la alta, dar nu atît asemenea valori absolute ne interesează acum, cît mai ales valorile relative și în special corelările acestor valori cu tipul structural. În figura 34 sînt prezentate masele totale ale diferitelor tipuri de galaxii spirale, determinate prin metodele optice și radio. Din analiza acestei diagrame rezultă [177] că tipurile mai neregulate (*Sm*, *Ir*) sînt, în medie, mai puțin masive decît celelalte tipuri și că printre cele de tipul *SO—Sab*, masele mai mici de $10^{10}\ M_\odot$ sînt mai rare. Se pare că *parcurgînd secvența Hubble galaxiile își măresc progresiv masa și că există o limită superioară netă, în jur de $10^{12}\ M_\odot$, pentru masa totală a galaxiilor*. Vom discuta despre această caracteristică galactică în § 8.4.

6.4. CÎTEVA CONCLUZII PRELIMINARE

Natura este unică, dar apare foarte diversă în manifestările sale. De aceea, deși au existat dintotdeauna direcții specifice de studiu și cercetare, cunoștințele umanității au format dintotdeauna un tot, mai mult sau mai puțin definit, care, într-o formă sau alta, s-a reflectat ca atare în conștiința

fiecărui individ în parte. Progresul continuu al cercetării face ca acest tot, colectiv sau individual, să aibă o valoare limitată în timp și în spațiu, adică să fie istoricește determinat. Există desigur diferențe calitative care deosebesc între ele etapele istorice bine marcate ale evoluției cunoștințelor colectivității umane, dar definitorie în acest sens ni se pare a fi *scara* la care este cunoscută, într-o etapă dată, natura înconjurătoare.

Omul nu inventează natura, el încearcă numai să și-o reprezinte, fizic sau matematic, adică să o înțeleagă, pe baza datelor de experiment și observație oferite de diversele fenomene naturale care îi sînt accesibile la un moment dat. Scara acestor fenomene determină inexorabil limitele unei atari reprezentări fizice sau matematice. Istoria științei nu cunoaște excepții din acest punct de vedere.

Aparent Copernic pare a fi totuși una dintre excepțiile posibile deoarece a reușit *„să mute centrul lumii de pe Pămînt în Soare"*, adică să răstoarne vechea teorie geocentrică a lui Ptolemeu, deși dispunea de foarte puține date proprii asupra mișcării aștrilor, în orice caz cu mult mai puține și mai neprecise decît cele ale astronomiei ptolemeice oficiale. Viziune cosmică? Cu siguranță nu! Intuiție genială? Desigur, dar cu siguranță nu numai atît. Copernic a avut precursori și tovarăși de nădejde la asaltul teoriei ptolemeice, nu atît printre cei cîțiva dintre învățații antichității, care speculau cu ideea infinitului, ci, mai ales, printre contemporani. Acești combatanți în armata antiptolemeică a lui Copernic se numără cu sutele și cu miile și mulți dintre ei au plătit cu viața această aventură umană.

A spune că teoria lui Ptolemeu este o teorie geocentrică înseamnează a spune totuși prea mult. Această teorie nu s-a născut din speculațiile filozofice caracteristice antichității, ci din cunoștințele determinate de scara universului explorat de știința antică și cea a evului mediu: acest „univers" se limita practic la împrejurimile Mediteranei. Dacă omul ar fi navigat mereu între Beirut și Gibraltar probabil că el nu ar fi putut să-și dea seama niciodată că teoria ptolemeică era greșită.

Înainte de a fi astronom, Ptolemeu era un *geographus maximus* și hărțile ptolemeice limitau nu atît imaginația astronomilor, cît îndrăzneala exploratorilor. În afara Mediteranei aceste hărți prevedeau numai un *Oceano tenebroso* (Atlanticul) „o mare verzuie și întunecoasă" sau o *Terra Australis* (Africa) „un pustiu înfricoșător" în nesfîrșitul cărora era interzis să pătrunzi. Cînd în 1351 au fost descoperite insulele Azore și Madeira, aceasta a însemnat o primă mare fisură în edificiul ptolemeic și isprava a fost cîntată de poeți. Cînd în 1434 Gil Eannes depășește interzisul Cap *Non*, de pe țărmul Guineei, el scrie compatrioților săi „demascîndu-l pe celebrul și slăvitul Ptolemeu ca pe un flecar care a vrut să sperie lumea, căci pe aici este tot atît de ușor de navigat ca și la noi acasă și țara este extrem de bogată și de frumoasă".

Curînd hărțuielile de avangardă s-au transformat într-un asalt general al citadelei ptolemeice: a fost asaltul pentru mărirea semnificativă a scării universului umanității. Cu doi ani înainte de nașterea lui Copernic, în 1471, ecuatorul este atins; în 1484 Diego Cam debarcă la gura Congoului, în 1486 Bartolomeo Diaz ajunge la extremitatea sudică a Africii; drumul spre Indii este deschis. Imediat Cristofor Columb atacă frontal *Oceano tenebroso* și la 12 octombrie 1492 debarcă pe țărmurile Americii; Copernic era pe atunci student la facultatea de științe umaniste din Cracovia, unde răzbătea din plin nu numai entuziasmul și dorința de înnoire, caracteristice marilor epoci istorice, dar și incertitudinile rezultate din prăbușirea vechilor reprezentări.

Evenimentele însă se succed vertiginos. În 1498 Vasco de Gama debarcă la Calcutta, în 1499 Pinzon descoperă Brazilia, în 1507 se descoperă insula Mauritius, în 1509 Malacca, în 1512 Florida. În 1513 Nunez de Balboa este primul european care zărește, de pe înălțimile de la Darien, Oceanul Pacific; din momentul acesta nu mai există nici o mare necunoscută omenirii. Ideea ptolemeică a unui Pămînt plat este virtualmente nimicită; exact în acest moment Copernic publică prima sa încercare, *Comentariolus*. Călătoria circumterestră a lui Magellan (1522) va da lovitura de grație universului Ptolemeic, în momentul în care Copernic termina primele trei din cele șase părți ale lucrării sale fundamentale *De revolutionibus*, pe care, după mai multe transformări, o publică în 1542.

Iată precursorii, iată armata antiptolemeică, care vor cuceri, pentru Copernic, o altă scară a universului și vor dovedi practic că la această scară vechile reprezentări sînt eronate. Teoria cinematică a lui Copernic nu va fi decît *o sintetică reprezentare a naturii, contemplată de la această nouă scară cosmică.*

Terminîndu-și de explorat Pămîntul, oamenii au început să exploreze cu adevărat împrejurimile Pămîntului și cosmosul din ce în ce mai îndepărtat, fie cu ajutorul lunetelor, telescoapelor sau radiotelescoapelor, fie cu ajutorul navelor cosmice, lărgindu-și în permanență scara universului lor de cunoștințe certe. Dimensiunile sistemului solar imaginat de Copernic au fost de circa 1 000 de ori mărite în perioada care a urmat pînă după începutul acestui secol, al XX-lea și o astfel de extindere de scară a fost însoțită de o extindere în profunzime a cunoștințelor privind structura și proprietățile acestui nou univers. În domeniul teoriei gravitației acestei noi extinderi de scară, în lungime și în adîncime, i-au corespuns sintezele realizate de Newton și de Ein-

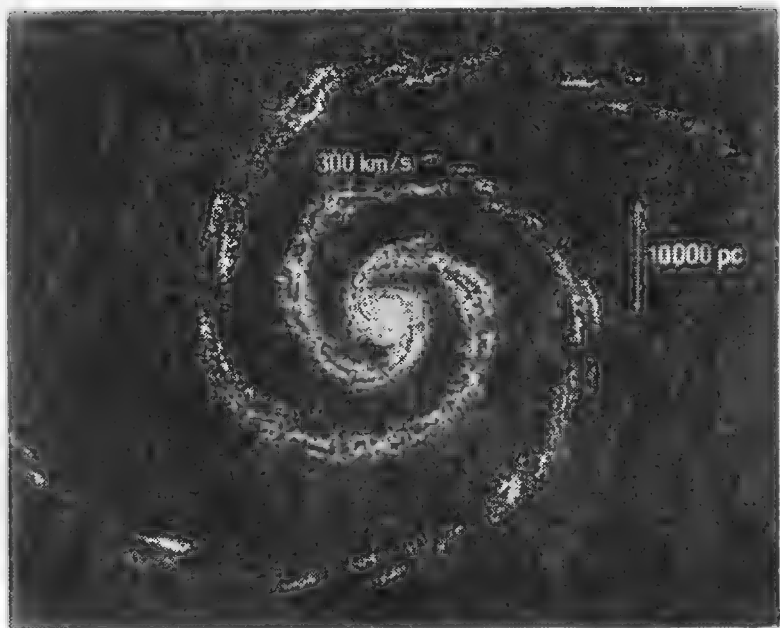


Fig. 35. Poziția și viteza sistemului solar în cadrul propriei noastre galaxii: Calea Laptelui. Sistemul heliocentric care a constituit modelul fizic fundamental al teoriei actuale a gravitației este, după cum se vede, un minuscul model, cu totul particular, nereprezentativ la scara universului.

stein în teoriile lor. Teoria lui Newton a fost prototipul tuturor celorlalte discipline ale fizicii pentru că ea reprezenta cel mai direct *fundamentele* acestei noi scări a universului.

Din 1924 universul umanității a căpătat însă o nouă scară, ale cărei valori au fost calibrate de Hubble, *scara galaxiilor.* Este un salt calitativ uriaș, cel puțin egal cu cel care a marcat trecerea de la universul mediteranean, la universul heliocentric al lui Copernic. Acest salt calitativ nu s-a reflectat însă pe plan conceptual și continuînd să aplicăm la această scară vechile noastre reprezentări, pare firesc să înregistrăm eșecuri dintre cele mai spectaculoase. Astronomia de observație înregistrează într-o cadență foarte accelerată zeci și sute de mari enigme ale acestui nou univers: nucleele galactice active (galaxii Seyfert), galaxiile Marcarian, galaxiile compacte, radiogalaxiile, quasarii, pulsarii, radiația cosmică, cîmpurile magnetice galactice etc., etc. Aceste mari enigme, ca și miile de alte enigme mai mici nu pot fi înțelese coerent, deoarece vechiul nostru cadru conceptual nu mai corespunde noii scări a universului în care navigăm acum și este oricînd posibil să confundăm țărmurile nou descoperite cu vechea Indie, cînd de fapt ele ne revelează o nouă Americă.

Scara reprezentativă a universului nostru actual este scara galaxiilor și în raport cu această scară trebuie să remodelăm concepțiile și teoriile noastre. Este drept că marile telescoape și radiotelescoape pot înregistra radiațiile primite de la aștri situați la 10—15 miliarde de ani lumină, dar în întreg acest spațiu nu vedem și nu măsurăm altceva decît galaxii, miliarde de galaxii asemănătoare aceleia din care face parte și sistemul nostru solar. Nu știm cum arată întregul (?!) univers, pentru că nu cunoaștem limita acestui univers; această limită este

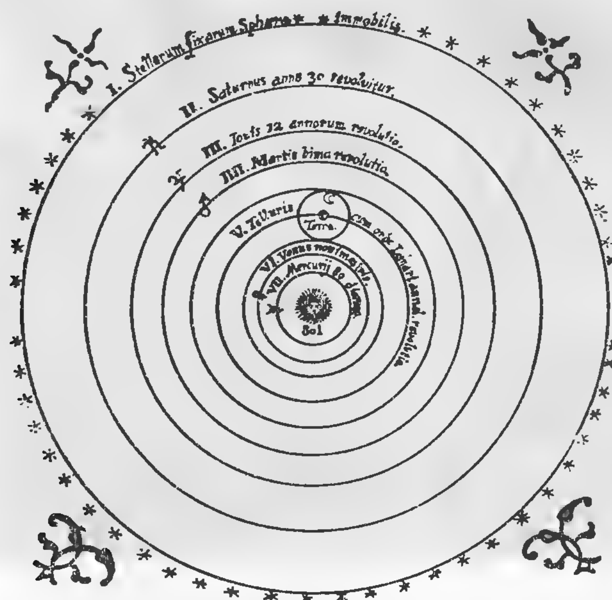


Fig. 36. „Sistemul Lumii“, al lui Copernic, așa cum apare el în opera sa principală. *De Revolutionibus Orbium Coelesticum.*

împinsă mereu mai departe de puterea măritoare a aparatelor de investigație științifică.

Deci galaxia, această entitate cosmică fundamentală recent descoperită și aflată încă în plin proces de analiză și investigație științifică, iată scara cosmică la care trebuie să readaptăm vechile noastre reprezentări în domeniul teoriei gravitației. A ne menține pe vechile baricade heliocentrice înseamnă a apăra, în pofida evidenței faptelor, concepte vechi, care, avînd în vedere atît perspectiva istorică cît și cunoscutele eșecuri, sînt greșite, în orice caz incomplete. A încerca să depășim această scară a prezentului mergînd pînă la scara „întregului univers", înseamnă a extrapola aceleași concepte incomplete la domenii despre care nu avem informații științifice corespunzătoare, adică în domeniul purei speculații. Și într-un caz și în altul, nu am face la urma urmei altceva decît să apărăm în continuare astfel de concepte vechi, care nu mai corespund stadiului actual al cunoștințelor noastre.

Faptul că gravitația newtoniană acționează net și în cadrul unei galaxii este un lucru cert, o dovedesc stelele duble, roiurile de stele și, la urma urmei, însăși mișcarea intragalactică observată. Dar alături de această gravitație newtoniană, observația și măsurătorile revelează clar prezența *vortexului*, a vîrtejului presupus intuitiv de Descartes și a cărui structură fizică și matematică a fost elucidată prin lucrările clasice ale lui Helmholtz, Thomson și Poincaré. *Vom încerca să împingem acest model fizic revelat de galaxii, căruia — în primă aproximație — îi corespunde modelul matematic pe care l-am numit gravitovortex, pînă la consecințele sale gravitaționale.*

Desigur noi nu avem în secvența Hubble a galaxiilor filmul evoluției în timp și în spațiu a uneia și aceleiași galaxii, această secvență reprezintă tabloul *statistic* pe care îl observăm în prezent al evoluției miliardelor de formațiuni galactice *diferite*, ale căror condiții fizice inițiale nu au putut fi exact aceleași. Dar tocmai faptul că plecînd de la condiții inițiale foarte diferite regăsim asemenea formațiuni cosmice naturale, ca etape distincte ale aceluiași proces fizic observabil, pe care îl putem înțelege coerent, arată cît de fundamental este un asemenea proces. O teorie a gravitației, care eventual ar fi dedusă din considerarea acestor fenomene, adică din gravitovortex, ar trebui — logic — să poată interpreta mișcarea aștrilor pe distanțe mari de timp și spațiu, spre deosebire de teoria gravitației newtoniene, care descrie numai un instantaneu din filmul îndelungatei evoluții a materiei cosmice și anume mișcarea planetară actuală în interiorul sistemului solar, în *unicul sistem solar observabil.*

7. UN MODEL MATEMATIC ADECVAT: CÎMPUL GRAVITOVORTEX

7.1. PREMISE. DEFINIȚIA CÎMPULUI ȘI ECUAȚIILE DE CONDIȚIE

Începînd prezentarea propriu-zisă a teoriei noastre, care se dorește a fi o nouă teorie a gravitației, ar trebui probabil — conform uzanțelor — să expunem cîteva principii noi sau măcar să formulăm cîteva axiome sau ipoteze fundamentale noi, pe baza cărora să deducem apoi propriile noastre dezvoltări și concluzii, mai mult sau mai puțin convenționale. Acestea ar da desigur o pondere mai mare pretenției de a prezenta o teorie cu adevărat originală. Din păcate (în secret noi considerăm că din fericire) nu avem de oferit cititorului asemenea premise fundamentale inedite; metoda pe care o vom utiliza aici va fi o metodă inductivă, cu ajutorul căreia vom trece de la particular la general, de la consecință la principiu, de la efect la cauză și nu invers. Pe scurt, vom deduce teoria noastră pur și simplu „din fenomene", conform cu indicațiile metodologice ale lui Newton.

Pentru un neavizat metoda în sine ar putea să pară desuetă, gîndindu-ne că s-a creat cu timpul o literatură extrem de bogată privind fenomenul gravitațional, că există deja mai multe filoane fundamentale exploatabile în acest domeniu și că la aproape 300 de ani de la elaborarea teoriei newtoniene este, poate, prea tîrziu pentru a mai căuta în fenomene *bazele* unei noi teorii a gravitației. Sperăm însă sincer că din lectura primei părți a lucrării de față, cititorul nostru a înțeles cît se poate de clar, că o asemenea părere este absolut nejustificată. De aceea, credem că el va accepta cu interes și fără prejudecăți, invitația de a pune în discuție, în continuarea lucrării noastre, nu numai fenomene noi și descoperiri de ultimă oră, dar și altele mai vechi, „definitiv" stabilite sau acceptate ca atare. În perspectivă istorică, asemenea reconsiderări periodice apar nu numai legitime, dar și absolut inevitabile.

O nouă teorie a gravitației nu înseamnă desigur negarea teoriilor fundamentale actuale, ci, dimpotrivă, regăsirea lor ca niște cazuri particulare ale interpretării unui fenomen mai complex decît cel pe care ele însele îl pot descrie. Desigur, fenomenul pe care-l avem în vedere este fenomenul fizic gravitațional, cu multiplele sale aspecte și numai pentru a păstra maniera modernă uzuală de a discuta despre teoria gravitației, vom spune că teoria noastră reprezintă o generalizare a teoriilor lui Newton și lui Einstein, în sensul generalizării depline a sistemelor de referință inerțiale, cu ajutorul cărora Newton edifică teoria sa a gravitației, sisteme a căror clasă a fost semnificativ „lărgită" în teoria relativității generale.

O *generalizare deplină* a sistemelor de referință inerțiale galileiene — indiferent de metoda concretă prin care ea este obținută — trebuie să conducă la regăsirea coerentă a tuturor conceptelor și concluziilor teoriei relativității generale. Această concluzie logică rezultă și din faptul fizic descris de Corolarul V, conform căruia „într-un sistem inerțial toate mișcările sînt la fel". Se în-

ţelege că metoda clasică, pe care o vom utiliza în continuare, bazată esenţial pe conceptele clasice de spaţiu (euclidian) şi de timp, nu ar putea să facă excepţie de la o astfel de regulă generală. În acest sens, teoria pe care o vom dezvolta aici poate fi privită ca o confirmare fizică directă a concluziilor şi conceptelor formulate pentru prima dată în teoria lui Einstein.

Afirmaţia privind generalizarea deplină a sistemelor inerţiale în teoria noastră necesită probabil precizări pentru cititorul care îşi mai aminteşte faptul că, în capitolele anterioare, noi am criticat aspru folosirea în teoria gravitaţiei a acestor repere inerţiale, care nu au o bază fizică corespunzătoare. Dar evoluţia conceptelor şi teoriilor în ştiinţă îşi are nu numai legile proprii, ci şi propriile ciudăţenii. Pentru a descrie mişcarea planetară revelată de legile lui Kepler, Newton a inventat artificiul matematic al mişcării în jurul punctului fix din univers, introducînd astfel în teoria gravitaţiei sistemele inerţiale galileiene, plasate în centrul comun de masă. Pentru fizică în general şi pentru teoria gravitaţiei în special, acesta reprezintă momentul istoric în care s-a produs marea schismă între sistemele de referinţă imaginabile, care a acordat un statut special sistemelor inerţiale, statut nejustificat din nici un alt punct de vedere. Einstein nu a modificat modelul fizic fundamental care stă la baza teoriei gravitaţiei, ci a preferat să generalizeze sistemele inerţiale newtoniene la mişcări nerectilinii, adică la mişcări oarecare, care se efectuează însă numai sub efect gravitaţional, excluzînd astfel celelalte categorii de mişcări, provocate de alte forţe decît cele gravitaţionale; aşa cum am mai spus, Einstein de fapt nu generalizează, ci numai „lărgeşte" clasa sistemelor inerţiale privilegiate *apriori* de teoria newtoniană a gravitaţiei.

Noi vom generaliza pe deplin asemenea sisteme, adică le vom generaliza pur şi simplu, la orice categorii de mişcări provocate de forţe gravitaţionale sau de orice alte categorii de forţe. Aceasta va face inconsistentă — în teoria gravitaţiei — însăşi noţiunea de sistem inerţial: în teoria noastră, spre deosebire de teoria lui Einstein, care privilegiază *apriori* sistemele de referinţă care se mişcă sub efect gravitaţional, absolut toate sistemele de referinţă vor fi „egal îndreptăţite". De aceea cititorul nu ar trebui să fie surprins atunci cînd vom conduce discuţia noastră atît în termenii interacţiunii directe dintre corpuri care se mişcă oricum (fără a specifica deci explicit sistemul de referinţă), cît şi în termenii echivalenţi ai sistemelor de referinţă inerţiale generalizate (sisteme *vortex inerţiale*).

Spre deosebire de Einstein care pleacă — în edificarea teoriei sale — de la *legea gravitaţiei* a lui Newton (scrisă sub forma Laplace-Poisson), noi vom pleca de la o ecuaţie mai generală, anume de la ecuaţia newtoniană *a mişcării*,

$$\mathbf{F} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(m\mathbf{v}) = m\frac{\mathrm{d}\mathbf{v}}{\mathrm{d}t}, \tag{7.1}$$

care este în acelaşi timp o ecuaţie fundamentală pentru *întreaga fizică*. În felul acesta ne asigurăm încă de la început o bază mai largă pentru dezvoltările ulterioare şi posibilitatea de a evita limitele teoriei gravitaţiei newtoniene, care grevează, aşa cum am văzut, relativitatea generală. Cu ajutorul acestei ecuaţii generale se poate afla mişcarea provocată de forţe cunoscute sau invers, se pot afla forţele care provoacă o mişcare cunoscută.

Pentru a obţine legea sa, a gravitaţiei, Newton a utilizat cea de a doua ipostază, considerînd mişcarea planetară cunoscută din observaţii şi formulată matematic de legile lui Kepler (cap. 2); în cele ce urmează vom proceda absolut similar considerînd mişcarea gravitaţională cunoscută din observaţii (asupra galaxiilor) şi formulată matematic de legile vîrtejului. Numai că

legea descoperită de Newton s-a dovedit a nu interpreta exact mişcarea observată a planetelor (§ 3.1), fapt pentru care el a fost obligat să o corijeze, inventînd artificiul matematic cunoscut, sistemele de referinţă plasate în centrul comun de masă şi toate absoluturile sale. Aşa cum am arătat de mai multe ori în cuprinsul acestei lucrări, dacă modelul keplerian al sistemului solar ar fi fost ceva mai complet, legea gravitaţiei nu ar mai fi avut nevoie de corecţii, artificiul matematic newtonian ar fi fost superfluu, iar sistemele inerţiale nu ar fi jucat nici un rol special în teoria gravitaţiei. În acest sens *artificiul matematic al sistemelor inerţiale suplineşte de fapt o lacună fizică a modelului gravitaţional*; dacă această lacună este completată (rezultatele observaţiilor recente permit efectiv o asemenea completare) rolul special al sistemelor inerţiale în teoria gravitaţiei dispare şi această dispariţie trebuie să se obţină printr-o *generalizare naturală* a acestor sisteme, aşa cum vom vedea în continuare.

Deoarece legea forţelor, a lui Newton, nu s-a dovedit validă decît în sistemul inerţial galileian al centrului comun de masă, în multe lucrări de specialitate se consideră că legea (7.1) nu este valabilă la rîndul ei decît tot în sisteme inerţiale galileiene. Un astfel de punct de vedere este, după părerea noastră, cu totul greşit, el revelînd o confuzie — din păcate comună — între teoria gravitaţiei a lui Newton şi mecanica sa în general; mai exact, se confundă aici proprietăţile şi caracteristicile legii fundamentale a gravitaţiei, cu cele ale legii fundamentale ale mecanicii newtoniene.

Legea (7.1) ca lege fundamentală a mecanicii nu poate fi decît o lege absolut generală, valabilă în orice sistem de referinţă, inerţial sau neinerţial; termenul din partea dreaptă a ecuaţiei (7.1) reprezintă tocmai forţele de inerţie (centrifuge, Coriolis, de transport), care apar numai în sistemele neinerţiale. Valabilitatea generală a acestei legi se regăseşte nu numai în domeniul mecanicii raţionale, dar şi în alte discipline ale fizicii, care, într-un fel sau altul, studiază mişcarea materiei (electrodinamică, termodinamică etc.).

Pentru a stabili legea sa, a forţelor de atracţie gravitaţională, valabilă într-adevăr numai în sisteme inerţiale, Newton a utilizat pe lîngă relaţia (7.1) şi legile empirice ale lui Kepler, care presupun explicit (cap. 2) mişcarea inerţială; tocmai aceste legi ale lui Kepler sînt cele care determină caracterul particular al legii gravitaţiei newtoniene şi care au impus cu necesitate găsirea unui sistem de referinţă galileian, faţă de care să se raporteze mişcarea şi care este cel plasat în centrul comun de masă. Această conjunctură s-a dovedit a fi determinantă nu numai în ce priveşte elaborarea teoriei gravitaţiei a lui Newton, dar şi în ceea ce priveşte tentativele postnewtoniene de a elabora teorii mai exacte ale gravitaţiei: în loc să corecteze modelul keplerian suprasimplificat, care stă la baza teoriei lui Newton, ele au preferat să generalizeze sau să supergeneralizeze sistemele inerţiale galileiene, utilizate în teoria gravitaţiei, operaţie care nu poate depăşi, evident, cadrul strict al mişcării sub efect gravitaţional.

Dacă în locul legilor lui Kepler (care au fost deduse din observaţie la nivelul posibilităţilor tehnice existente în jurul anului 1605) utilizăm alte legi ale mişcării (deduse tot din observaţie, dar la nivelul posibilităţilor tehnice actuale), ca de exemplu legile mişcării în vîrtejul galactic (pe care îl putem observa şi măsura direct în secvenţa Hubble a galaxiilor), atunci aceeaşi lege fundamentală a mecanicii ne poate conduce — aşa cum vom vedea în continuare — la o altă lege a forţelor gravitaţionale, valabilă în orice sistem de referinţă, fără ca aceasta să contrazică (şi cu atît mai puţin să nege!) mecanica newtoniană. Aşa cum am spus (vom mai dovedi aceasta),

mecanica newtoniană este cu mult mai generală decît teoria gravitației, a lui Newton. Dealtfel, vom demonstra imediat că *sistemele gravitovortex sînt ele însele sisteme inerțiale generalizate.*

O astfel de generalizare va rezulta în mod natural din completarea modelului fizic care stă la baza teoriei actuale a gravitației. În teoria newtoniană mișcarea corpurilor (planete, stele etc.) se execută într-un spațiu vid care nu corespunde situației fizice reale, deoarece se neglijează total contribuția mediului interplanetar sau interstelar la mișcarea acestor corpuri. Am văzut în capitolul anterior cum neglijarea acestei contribuții i-a condus pe astronomi la rezultate eronate și cum *practica astronomică* a corectat deja vechiul punct de vedere newtonian. Considerarea influenței mediului fluid, în care se află realmente plasate corpurile în interacțiune gravitațională, asupra mișcării acestora, constituie baza fizică inițială a tentativei noastre. La mai bine de 300 de ani de la formularea ipotezei *plenumului* și vîrtejurilor, a lui R. Descartes, necesitatea unei asemenea tentative, *dusă pînă la consecințele sale gravitaționale*, este confirmată de rezultatele cele mai recente privind întregul spațiu accesibil observației și măsurătorilor și de un mare număr de lucrări de strictă specialitate din domeniul astrofizicii și al mecanicii cerești.

Așadar, într-o primă abordare a problemei vom folosi legile uzuale ale mecanicii în scopul determinării forțelor pe care vîrtejul material le introduce suplimentar față de forța gravitațională newtoniană și, pe această bază, vom încerca să corectăm teoria gravitației. Dat fiind faptul că noțiunea de vîrtej aparține nu atît domeniului matematic, cît, mai ales, mecanicii fluidelor, vom utiliza în cele ce urmează cîteva dintre conceptele și metodele matematice specifice acestei discipline a fizicii, care, într-o altă etapă istorică, a constituit modelul inițial pe baza căruia a fost edificată și actuala teorie a electromagnetismului.

Concepția mecanică a fluidului material nu se deosebește de concepția mecanică a corpului solid, decît în ceea ce privește condițiile la limită; în ceea ce privește mișcarea unui element infinit mic, aceasta este analoagă, deoarece atît solidului real cît și fluidului real li se atribuie aceleași proprietăți fizice: greutate, compresibilitate, rezistență la alunecare (corespunzătoare vîscozității) și deformabilitate.

Din punct de vedere fizic, deosebirea constă în special în ceea ce privește deformabilitatea, care apare pregnant în cazul mișcărilor de rotație. Spre deosebire de rotația corpului rigid, o particulă fluidă este în general și deformabilă, astfel încît moleculele care constituie particula nu au aceeași viteză de rotație în jurul axei instantanee de rotație. O astfel de deformabilitate este interpretată în general prin ceea ce matematic numim *rotorul vitezei*, care măsoară media vitezelor de rotație ale moleculelor aflate în planuri perpendiculare pe axa de rotație.

Considerînd rotația unei particule fluide într-un sistem de axe, $Oxyz$, unde u, v, w sînt respectiv proiecțiile vitezei pe axele de coordonate, mediile rotațiilor în jurul axelor Ox, Oy și Oz sînt

$$\omega_x = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right),$$
$$\omega_y = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right), \tag{7.2}$$
$$\omega_z = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right).$$

Dublul vectorului viteză medie de rotație $\boldsymbol{\omega}$ se notează în general

$$\text{rot } \mathbf{V} = \Omega = 2\boldsymbol{\omega} = \mathbf{i}\xi + \mathbf{j}\eta + \mathbf{k}\zeta. \tag{7.3}$$

Această mărime caracterizează, în mare măsură, din punct de vedere matematic, ceea ce în limba română denumim vîrtej, noțiune căreia îi atribuim uzual un sens fizic definit, legat de mișcarea de rotație a unui fluid material. Pentru a se deosebi fenomenul fizic vîrtej, intrinsec legat de mișcarea fluidului material, de conceptul matematic al fenomenului conform căruia mișcarea este „indusă“ în astfel de fluide, vom numi acest din urmă concept *vortex*. Vom putea avea astfel un „vortex elementar într-un fluid perfect“, sau „un vortex elementar într-un fluid real“ etc., toate acestea definind mișcarea specifică de rotație indusă de către vortex în diverse fluide materiale. Pe un plan mai general putem înțelege simplu că ceea ce va aduce caracteristic vortexul într-o nouă teorie a gravitației, adică în gravitovortex, va fi tocmai mișcarea de rotație, exclusă din punct de vedere matematic în teoria lui Newton de către mișcarea rectilinie și uniformă a referențialului galileian, plasat în centrul comun de masă și suplinită, din punct de vedere fizic, de „impulsul de origine divină“, de care această teorie are nevoie pentru a explica convenabil mișcarea planetară observată.

Cîmpul forțelor gravitaționale ale lui Newton (forța unitară $f_N = F_N/m$) poate fi scris, din (7.1), astfel

$$\mathbf{f}_N = \frac{\mathrm{d}\mathbf{v}}{\mathrm{d}t}. \tag{7.4}$$

Să introducem în acest cîmp gravitațional, plasat în spațiul vid idealizat, contribuția mediului material care umple peste tot spațiul real, contribuție neglijată de Newton.

Să considerăm o masă fluidă aflată în stare de mișcare (de exemplu o nebuloasă spirală din secvența galaxiilor, a lui Hubble) și să separăm din ea un volum τ mărginit de suprafața σ (fig. 37); pentru echilibru vom înlocui acțiunea fluidului înconjurător printr-un sistem de presiuni normale pe suprafața σ.

Fie acum un element de volum $\mathrm{d}\tau$, care are masa elementară $\rho \mathrm{d}\tau$ și o viteză oarecare $\mathbf{v}$; notînd cu t timpul, forța de inerție care acționează asupra acestei mase este $-\dfrac{\mathrm{d}\mathbf{v}}{\mathrm{d}t}\rho \mathrm{d}\tau$. Fie mai departe $\mathbf{f}_N = \mathbf{F}_N/m$ o forță „exterioară“

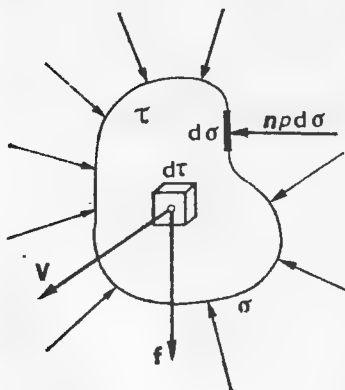


Fig. 37. Schiță de calcul pentru ecuația mișcării.

oarecare (de exemplu, forța gravitațională newtoniană) care acționează asupra elementului de volum, cu forța elementară $\mathbf{f}_N \rho d\tau$.

Volumul τ se va afla deci în echilibru dinamic sub acțiunea următoarelor forțe:

a) rezultanta forțelor de inerție,

$$\mathbf{F}_i = -\int \frac{d\mathbf{v}}{dt} \rho d\tau; \tag{7.5}$$

b) rezultanta forțelor exterioare,

$$\mathbf{F}_N = \int \mathbf{f}_N \rho d\tau; \tag{7.6}$$

c) rezultanta presiunilor, pe care o vom scrie ținînd cont de formula lui Gauss,

$$\mathbf{F}_p = \int_\sigma p\mathbf{n} d\sigma = -\int_\tau \nabla p \, d\tau, \tag{7.7}$$

unde $\mathbf{n}$ este vectorul unitar normal pe elementul de suprafață, dirijat către interior.

Vom avea astfel următoarea relație de echilibru dinamic al volumului τ

$$\int_\tau \left(\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} - \rho \mathbf{f}_N + \nabla p\right) d\tau = 0, \tag{7.8}$$

de unde deducem ecuația generală a mișcării pentru unitatea de masă

$$\mathbf{f}_N - \frac{1}{\rho} \nabla p = \mathbf{f}_N - \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p = \frac{d\mathbf{v}}{dt} \tag{7.9}$$

și unde alături de cunoscuta forță gravitațională acționează și alte tipuri de forțe datorate mediului interplanetar sau interstelar, care pot exercita presiuni p de tot felul asupra corpului material τ.

Comparînd ecuația (7.4), cu ajutorul căreia Newton interpretează mișcarea observată a aștrilor, cu ecuația noastră, (7.9), cititorul va sesiza în sinteză deosebirea dintre modelele fizice fundamentale ale teoriei newtoniene a gravitației și gravitovortexului, despre care am discutat pe larg anterior. Modificînd la bază modelul fizic și matematic fundamental, gravitovortexul va fi o teorie a gravitației cu mult mai independentă de limitele teoriei newtoniene decît este teoria relativității generale a lui Einstein, teorie care, fără să modifice în nici un fel modelul fizic fundamental, nu face decît să generalizeze, printr-un procedeu pur matematic, relația newtoniană (7.4).

Există posibilitatea de a mări, în principiu, nelimitat precizia cu care ecuația (7.9) interpretează mișcarea. Dacă dorim să ținem cont de faptul că o parte din mișcarea fluidului (provocată de forțele pe care vrem să le evaluăm) se consumă prin frecare, datorită rezistențelor tangențiale (viscozitate) și care sînt datorate atracției dintre moleculele fluidului, vom adăuga cunoscutul termen $\mu\nabla^2\mathbf{v}$, care interpretează tocmai aceste *pierderi*, conform ecuațiilor Navier-Stockes:

$$\mathbf{f}_N - \frac{1}{\rho} \nabla p + \mu\nabla^2\mathbf{v} = \frac{D\mathbf{v}}{Dt}, \tag{7.10}$$

unde s-au introdus operatorii

$$\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{D}t}=\frac{\partial}{\partial t}+u\frac{\partial}{\partial x}+v\frac{\partial}{\partial y}+w\frac{\partial}{\partial z}, \tag{7.11}$$

$$\nabla^2=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}, \tag{7.12}$$

în coordonate carteziene x, y, z sau

$$\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{D}t}=\frac{\partial}{\partial t}+u\frac{\partial}{\partial r}+\frac{v}{r}\frac{\partial}{\partial \theta}+w\frac{\partial}{\partial z}, \tag{7.13}$$

$$\nabla^2=\frac{\partial^2}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial \theta^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}, \tag{7.14}$$

în coordonate cilindrice r, θ, z și unde μ este viscozitatea dinamică a fluidului.

Se poate, de asemenea, spori precizia ecuației (7.9), dacă vom ține seama și de *compresibilitatea* fluidului, adică dacă vom adăuga în continuare termenul care interpretează efectele datorate compresibilității

$$\mathbf{f}_N-\frac{1}{\rho}\nabla p+\mu\nabla^2\mathbf{v}+\frac{\mu}{3}\nabla\operatorname{div}\mathbf{v}=\frac{\mathrm{D}\mathbf{v}}{\mathrm{D}t} \tag{7.15}$$

sau, în sfîrșit, dacă vom ține cont și de *turbulență* considerată ca o fluctuație a variabilelor în jurul valorilor lor medii, caz în care ecuația (7.15) se complică mult.

Avem deci, în principiu, posibilitatea de a mări nelimitat precizia modelului nostru fizic și matematic. Precizia de observație și de măsurare atinsă în prezent în domeniul mișcării gravitaționale nu justifică însă complicațiile matematice care ar rezulta din utilizarea în elaborarea teoriei noastre a ecuațiilor (7.10) sau (7.15). În plus, condițiile specifice ale mișcării mediului interplanetar sau interstelar, mediu a cărui densitate este foarte mică, $\rho \sim (10^{-21} \div 10^{-26})$ g/cm³, fac ca ele să prezinte în cea mai mare măsură caracteristicile unui *fluid perfect* (§ 8.1), a cărui mișcare este interpretată de relația (7.9).

Să numim în cele ce urmează cîmpul forțelor care provoacă mișcarea conform ecuațiilor (7.9), (7.10) sau (7.15), respectiv cîmpul forțelor dat de relațiile,

$$\mathbf{f}=\mathbf{f}_N-\frac{1}{\rho}\nabla p, \tag{7.16}$$

$$\mathbf{f}=\mathbf{f}_N-\frac{1}{\rho}\nabla p+\mu\nabla^2\mathbf{v}, \tag{7.17}$$

sau

$$\mathbf{f}=\mathbf{f}_N-\frac{1}{\rho}\nabla p+\mu\nabla^2\mathbf{v}+\frac{\mu}{3}\nabla\operatorname{div}\mathbf{v}, \tag{7.18}$$

cîmp gravitovortex, pentru a-l deosebi de cîmpul gravitațional newtonian, dat de relația (7.4). Sub raport fizic el este sugerat direct de rezultatele observațiilor și măsurătorilor asupra mișcării intragalactice, analizate în capitolul precedent: suprapunerea a două cîmpuri distincte, cîmpul gravitațional

newtonian și cîmpul unui vîrtej (vortex). Matematic el va rezulta din relația (7.9) prin explicitarea gradientului presiunilor, ∇p, cu ajutorul legilor vîrtejurilor, la fel cum cîmpul newtonian rezultă din explicitarea relației (7.4) cu ajutorul legilor lui Kepler.

Ca în orice problemă de dinamica fluidelor, pentru o atare explicitare va trebui să considerăm și ecuația de continuitate a fluidului material, dată, după cum se știe, de relația

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{v} = 0, \tag{7.19}$$

care, în cazul mișcării permanente ($\partial \rho / \partial t = 0$) devine

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \tag{7.20}$$

în coordonate carteziene, sau

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \tag{7.21}$$

în coordonate cilindrice.

Studiind gravitovortexul cu ajutorul ecuațiilor de mai sus, noi studiem de fapt o clasă întreagă de *fenomene distincte*, care, într-un fel sau altul, au ca *model matematic* aceleași ecuații generale. Noi am dedus, de exemplu, ecuația (7.9) considerînd influența mediului înconjurător asupra volumului τ prin intermediul presiunilor p; o asemenea stare de tensionare poate fi însă provocată nu numai de forțe mecanice, dar și de alte categorii de forțe, cum ar fi forțele magnetice și cele electrice. În consecință, relația (7.9) poate exprima în bune condițiuni și acțiunea unor asemenea categorii de forțe.

Astfel, printr-un mic artificiu de calcul, relația (7.9) poate fi pusă ușor sub forma:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla\left(\frac{1}{2} \mathbf{v}^2\right) + \mathbf{\Omega} \wedge \mathbf{v} = -\nabla U - \frac{1}{2} \nabla p, \tag{7.22}$$

unde

$$\mathbf{\Omega} = \operatorname{rot} \mathbf{v} = \nabla \wedge \mathbf{v} = \mathbf{i}\Omega_x + \mathbf{j}\Omega_y + \mathbf{k}\Omega_z \tag{7.23}$$

este rotorul vitezei, iar $\mathbf{f}_N = -\nabla U$ exprimă condiția că forța $\mathbf{f}_N$ derivă din potențialul newtonian.

Luînd rotorul ambelor părți ale ecuației (7.22), considerînd densitatea constantă și reamintind că rotorul oricărui gradient este zero, conform cu calculul vectorial, din (7.19) și (7.22) deducem

$$\frac{\partial \mathbf{\Omega}}{\partial t} + \nabla \wedge (\mathbf{\Omega} \wedge \mathbf{v}) = 0. \tag{7.24}$$

Această ecuație împreună cu ecuațiile (7.23) și (7.19) pe care le retranscriem astfel

$$\mathbf{\Omega} = \nabla \wedge \mathbf{v}, \tag{7.25}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \tag{7.26}$$

descriu complet cîmpul vitezelor în mediul fluid considerat. Matematic vorbind, dacă-l cunoaştem pe Ω la un moment oarecare, atunci cunoaştem rotorul vectorului viteză şi ştim, de asemenea, că divergenţa sa este zero; fiind dată situaţia fizică concretă, putem determina uşor viteza $\mathbf{v}$ pretutindeni. Este exact situaţia din magnetism, unde

$$\frac{\mathbf{j}}{\varepsilon_0 c^2} = \nabla \wedge \mathbf{B}, \tag{7.27}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \tag{7.28}$$

Astfel, un Ω dat îl determină pe $\mathbf{v}$, exact la fel cum un curent $\mathbf{j}$ dat determină inducţia magnetică $\mathbf{B}$.

Nu este deci surprinzător faptul că fenomenele dinamicii fluidelor de care ne ocupăm aici au servit ca model iniţial şi pentru elaborarea actualei teorii a electromagnetismului, începînd cu lucrările lui Faraday şi Wollaston şi terminînd cu cele ale lui W. Thomson şi Maxwell. În lucrarea *On Faraday's Lines of Force* (1855) Maxwell arată explicit că *legile cîmpului electrostatic au o analogie completă cu legile mişcării irotaţionale a unui fluid incompresibil între surse (izvor pozitiv) şi puţ (izvor negativ)*; *de asemenea, liniile de forţă magnetice generate de un curent electric (pe care îl înconjură circular) sînt analoage cu liniile de curent din mişcarea turbionară (de vîrtej) a fluidului incompresibil.* În cursul pledoariei noastre vom folosi pe larg această posibilitate a ecuaţiei fundamentale (7.9) a gravitovortexului de a descrie atît procese mecanice, cît şi procese de tip electromagnetic. Pentru că, aşa cum vom vedea în capitolele 11 şi 12 ale acestei lucrări, forţele „suplimentare" introduse de gravitovortex se vor dovedi a fi pînă la urmă *forţe de tip electromagnetic*.

Dacă la toate acestea adăugăm faptul că ecuaţiile mecanicii fluidelor în general şi ecuaţia (7.9) în special, pot fi transcrise cu uşurinţă în notaţie relativistă, astfel încît să fie valabile la viteze mari de deplasare a fluidului, viteze pe care le întîlnim efectiv în spaţiile interplanetare sau interstelare (de exemplu, în cazul mişcării particulelor care compun radiaţia cosmică, această componentă importantă a mediului cosmic), putem spune că ecuaţia (7.9) prezintă un înalt grad de generalitate matematică sau fizică şi reprezintă o bună bază de plecare pentru dezvoltarea unei teorii mai complete a gravitaţiei.

7.2. STRUCTURA CÎMPULUI ŞI A MIŞCĂRII ÎNTR-UN VÎRTEJ

Vom studia mai întîi cazul particular interesant, definit, conform ecuaţiei (7.10), de următoarele condiţii:

1) forţă gravitaţională nulă ($\mathbf{f}_N = 0$),

2) fluid perfect ($\mu = 0$),

3) mişcare plană şi permanentă,

caz în care ecuaţia devine

$$-\frac{1}{\rho}\nabla p = \frac{\mathrm{d}\mathbf{v}}{\mathrm{d}t}. \tag{7.29}$$

Din punctul de vedere al dinamicii fluidelor, acest caz este descris de expresia „vîrtej (vortex) elementar într-un fluid perfect“. Conform cu legea fundamentală a mecanicii, forța care provoacă o astfel de mișcare va fi

$$\mathbf{f}_v = -\frac{1}{\rho}\nabla p = -\frac{1}{\rho}\,\mathrm{grad}\,p, \tag{7.30}$$

și tocmai valoarea acestei forțe va trebui să o evaluăm în cele ce urmează, prin explicitarea gradientului de presiuni.

În condițiunile expuse mai sus, proiecțiile ecuației (7.10) pe axele de coordonate cilindrice r, θ, z, sînt

$$-\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{u^2}{2}\right)+\frac{v^2}{r}=\frac{1}{\rho}\,\frac{\partial p}{\partial r}, \tag{7.31}$$

$$u\frac{\partial v}{\partial r}+\frac{uv}{r}=0, \tag{7.32}$$

deoarece derivatele în raport cu timpul, cu θ și cu z sînt toate nule, iar ecuația de continuitate (7.21) devine

$$\frac{\partial}{\partial r}(ru)=0. \tag{7.33}$$

Din (7.32) obținem, prin integrare,

$$rv=\text{const}=\frac{k}{2\pi}, \tag{7.34}$$

iar din (7.33), de asemenea

$$ru=\text{const}=\frac{Q}{2\pi}, \tag{7.35}$$

Deoarece

$$u^2=\frac{k^2}{4\pi^2r^2} \tag{7.36}$$

și

$$v^2=\frac{Q^2}{4\pi^2r^2}, \tag{7.37}$$

relația (7.31) poate fi scrisă astfel

$$-\frac{k^2}{8\pi^2}\,\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r^2}\right)+\frac{Q^2}{4\pi^2r^3}=\frac{1}{\rho}\,\frac{\partial p}{\partial r}, \tag{7.38}$$

sau

$$\frac{k^2}{4\pi^2r^3}+\frac{Q^2}{4\pi^2r^3}=\frac{1}{\rho}\,\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}r}, \tag{7.39}$$

de unde obținem distribuția de presiuni în raport cu originea sistemului de coordonate plasată în centrul O al vîrtejului

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}r}=\frac{\rho}{r^3}\,\frac{Q^2+k^2}{4\pi^2}=\frac{1}{r^3}\,\frac{\rho\Gamma^2}{4\pi^2}. \tag{7.40}$$

Mărimea uzuală în dinamica fluidelor:

$$\Gamma = \oint \mathbf{v} \cdot \mathrm{d}\mathbf{s} = \oint (u\mathrm{d}x + v\mathrm{d}y + w\mathrm{d}z) \tag{7.41}$$

unde $\mathbf{v}$ (u, v, w) este viteza fluidului și $\mathrm{d}\mathbf{s}$ $(\mathrm{d}x, \mathrm{d}y, \mathrm{d}z)$ este elementul de arc între două puncte situate în cîmpul de viteze, se numește *circulație* și reprezintă ceea ce am putea numi *intensitatea vîrtejului*; ea poate fi pozitivă sau negativă după sensul de parcurgere al liniei de integrare.

Dacă există o funcție scalară de coordonatele spațiului, φ, din care proiecțiile vitezelor în orice punct al domeniului ocupat de fluid se obțin ca derivate parțiale ale acestei funcții, numită *potențial de viteze*

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad v = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad w = \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \tag{7.42}$$

mișcarea este numită potențială, iar circulația pe un arc de curbă $\widehat{AB}$ devine

$$\Gamma = \oint_{\widehat{AB}} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \mathrm{d}x + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \mathrm{d}y + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \mathrm{d}z \right) = \oint_{\widehat{AB}} \mathrm{d}\varphi = \varphi_B - \varphi_A. \tag{7.43}$$

Dacă curba este închisă, atunci

$$\Gamma = \varphi_A - \varphi_A = 0, \tag{7.44}$$

de unde deducem regula că circulația pe o curbă închisă într-un cîmp potențial este nulă; potențialul de viteze φ se comportă deci analog cu potențialul gravitațional newtonian, U.

În cazul mișcărilor potențiale plane există, de asemenea, o funcție scalară $\psi(x, y)$ numită *funcție de curent*, definită prin condițiile

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}. \tag{7.45}$$

Introducînd aceste expresii ale lui u și v în ecuația unei *linii de curent*, definită prin condițiile

$$\frac{\mathrm{d}x}{u} = \frac{\mathrm{d}y}{v} = \frac{\mathrm{d}z}{w}, \tag{7.46}$$

obținem

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} \mathrm{d}x + \frac{\partial \psi}{\partial y} \mathrm{d}y = \mathrm{d}\psi = 0, \tag{7.47}$$

de unde rezultă că de-a lungul unei linii de curent, care în cazul mișcărilor permanente sau semipermanente coincide chiar cu traiectoria particulelor fluide, avem întotdeauna $\psi = \mathrm{const.}$

Se poate demonstra ușor că atît funcția de potențial, φ, cît și funcția de curent, ψ, verifică ecuația Laplace

$$\Delta\varphi = \Delta\psi = 0, \tag{7.48}$$

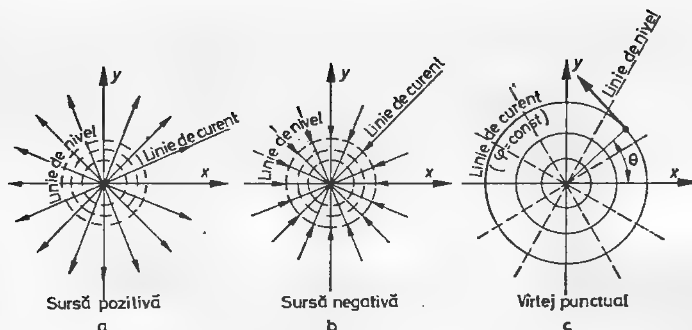


Fig. 38. Analogii hidraulice pentru:
— teoria electricității (*a*, *b*);
— teoria gravitației newtoniene (*b*);
— gravitovortex (*b*, *c*);

adică sînt funcții armonice, la fel ca și potențialul gravitațional newtonian. Legătura dintre cele două funcții armonice φ și ψ se exprimă prin ecuațiile diferențiale Cauchy-Riemann

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial y} = - \frac{\partial \psi}{\partial x}. \tag{7.49}$$

Înmulțind între ele aceste ecuații se obține condiția de *ortogonalitate*, care exprimă faptul că liniile de curent și cele echipotențiale se taie ortogonal (fig. 38).

Studiul mișcărilor potențiale se face comod în mecanica fluidelor cu ajutorul funcțiilor de variabilă complexă. Amintim că o astfel de funcție f de variabilă complexă, $z = x + \mathrm{i}y$, se numește „analitică" sau „monogenă" dacă admite derivate unice și continui în orice punct. Astfel, deoarece $f(z)$ se exprimă prin $f = \varphi + \mathrm{i}\psi$, fiind derivabilă în condițiile amintite, trebuie să îndeplinească aceleași condiții Cauchy-Riemann, cerute de existența funcției ψ, adică trebuie să satisfacă ecuațiile diferențiale (7.49).

De aici se poate stabili că, separînd într-o funcție analitică de variabilă complexă f partea reală φ de partea imaginară ψ, cele două funcții φ și ψ, *armonic conjugate*, reprezintă o mișcare potențială și, reciproc, orice mișcare potențială poate fi reprezentată printr-o funcție analitică. Așadar, cele două domenii, mecanic, al mișcării potențiale, și matematic, al funcțiilor analitice, se suprapun perfect și astfel mecanica fluidelor (ca și alte discipline ale fizicii) capătă un instrument de studiu puternic, de maximă generalitate, prin însușirea teoriei funcțiilor analitice. În termenii mecanicii fluidelor, funcția f se numește *funcția mișcării*, φ este *potențialul*, iar ψ *funcția de curent*.

O consecință a celor spuse mai sus este aceea că dacă înmulțim funcția unei mișcări potențiale

$$f = \varphi + \mathrm{i}\psi \tag{7.50}$$

cu i, obținem o altă mișcare potențială

$$f_1 = -\psi + \mathrm{i}\varphi, \tag{7.51}$$

în care $-\psi$ are rolul de funcție de potențial, iar φ este funcția de curent. De asemenea, prin adunarea a două potențiale complexe se obține o nouă mișcare potențială, deoarece și noile funcții obținute îndeplinesc condițiile

Cauchy-Riemann, după cum se poate verifica ușor. În sfîrșit, prin înmulțirea lui f cu o constantă complexă $\alpha + i\beta$ se obține tot o mișcare potențială.

Exemplul cel mai tipic de mișcare potențială îl reprezintă în hidrodinamică mișcarea produsă de așa-numitul izvor punctiform, din care fluidul iese, deplasîndu-se radial în toate direcțiile către infinit (izvor pozitiv, fig. 38 *a*) sau intră (izvor negativ sau puț fig. 38 *b*), afluind radial de la infinit către origine. Matematic această mișcare este descrisă de ecuațiile.

$$f(z) = \varphi(r, \theta) + i\psi(r, \theta) = C \ln z, \tag{7.52}$$

unde C este o constantă reală. Folosind formula trigonometrică a numerelor complexe, să punem $z = r\,e^{i\theta}$; vom avea succesiv

$$f(z) = C \ln (re^{i\theta}) = C [\ln r + \ln (e^{i\theta})] = C \ln r + iC\theta. \tag{7.53}$$

Prin urmare,

$$\varphi = C \ln r \tag{7.54}$$

și

$$\psi = C\theta. \tag{7.55}$$

Liniile de nivel (liniile echipotențiale) fiind date de ecuația $\varphi = \text{const}$, ceea ce are loc pentru $r = \text{const}$, aceasta înseamnă că ele sînt cercuri concentrice, cu centrul în originea O a axelor de coordonate. Ecuația $\psi = C\theta = \text{const}$, a liniilor de curent, ne arată că aceste linii sînt raze rectilinii ce pornesc din originea O.

Se poate demonstra că prin trecerea de la coordonate rectangulare la coordonate polare, relațiile (7.42) și (7.45) pot fi scrise astfel (în plan)

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \tag{7.56}$$

$$v = \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} = -\frac{\partial \psi}{\partial r}. \tag{7.57}$$

Rezultă că viteza fluidului în cazul izvorului punctiform va fi

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{C}{r}; \tag{7.58}$$

în consecință debitul de fluid va fi

$$Q = 2\pi r u, \tag{7.59}$$

de unde

$$C = \frac{Q}{2\pi}. \tag{7.60}$$

Se observă din (7.58) și (7.60) că putem regăsi ușor relația (7.35).

Dacă înmulțim potențialul complex al izvorului punctiform (7.53) cu $-i$, obținem o nouă *mișcare potențială* descrisă de funcția:

$$f(z) = -iC \ln z = C\theta - iC \ln r; \tag{7.61}$$

este așa-numita mișcare produsă de un *vortex punctiform*, prezentată în figura 38 *c*. Conform conceptelor mecanicii fluidelor, firul de vîrtej (perpendicular pe planul hîrtiei) „induce“ (exact ca în electromagnetism) într-un

punct oarecare al spațiului mișcarea cu viteza v, a cărei valoare este dată de legea Biot-Savart din electrodinamică, firul de vîrtej fiind analog conductorului electric, intensitatea vîrtejului analoagă intensității curentului electric și cîmpul electric analog potențialului de viteză indus de vîrtej.

Procedînd ca în exemplul anterior, deducem din (7.61)

$$\varphi = C\theta, \tag{7.62}$$

$$\psi = -C \ln r. \tag{7.63}$$

Liniile de nivel vor fi deci de astă dată date de razele rectilinii $\theta = \text{const}$, iar liniile de curent, care în cazul mișcărilor permanente reprezintă chiar traiectoriile particulelor fluidului, sînt date de ecuația $r = \text{const}$ și sînt cercuri cu centrul în originea O a sistemului de coordonate (fig. 38 *c*).

Viteza (tangentă în orice moment la liniile de curent) se obține din (7.61), ținînd cont de (7.57)

$$v = \frac{1}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial\theta} = -\frac{\partial\psi}{\partial r} = \frac{|C|}{r} \tag{7.64}$$

și este constantă pe un cerc dat. Sensul mișcării este direct sau retrograd, după cum $C > 0$ sau $C < 0$.

Să calculăm circulația Γ a vectorului viteză pentru un singur ocol al originii, de-a lungul unei linii de curent circulară. Vom avea

$$\Gamma = \oint \mathbf{v} \cdot d\mathbf{s} = \oint v\, ds = |C| \int_0^{2\pi} d\theta = 2\pi |C|, \tag{7.65}$$

deoarece vectorii $\mathbf{v}$ și $d\mathbf{s}$ sînt paraleli și $ds = r d\theta$. Constanta reală Γ caracterizează vîrtejul punctual și se numește *intensitatea vîrtejului*. Este important să observăm că circulația $\Gamma \neq 0$ numai pentru curbele care înconjură originea; pentru orice alte curbe care lasă originea în exteriorul lor, circulația Γ este *nulă*, după cum ne putem convinge ușor aplicînd relația generală (7.41) pe un contur închis care nu conține originea O și ținînd cont de sensul de integrare al curbei. În mod analog se poate dovedi că pe orice curbă care se închide în jurul lui O — deci nu numai pe cercurile care reprezintă liniile de curent — circulația are valoarea $\Gamma = 2\pi C$.

Așadar, conform conceptelor uzuale, mișcarea indusă de vîrtejul punctual în spațiul înconjurător este o mișcare circulară și uniformă la o distanță dată, r, de vîrtej. În cîmpul vîrtejului viteza indusă variază după relația

$$rv = \text{const}; \tag{7.66}$$

după cum știm, există și în cîmpul gravitațional newtonian o mișcare similară și, respectiv, o viteză circulară, care variază după relația

$$rv^2 = \text{const}. \tag{7.67}$$

În ambele cazuri viteza devine infinită pentru $r \to 0$ și nulă pentru $r \to \infty$, între aceste extreme variația vitezei cu distanța fiind mult mai mare în cîmpul vîrtejului decît în cel newtonian.

Există însă deosebiri de principiu între cele două tipuri de mișcări. Cîmpul gravitațional newtonian, al cărui analog hidraulic este reprezentat de izvorul negativ (fig. 38 b), este legat intrinsec de mișcarea rectilinie; sub influența acestui cîmp o particulă aflată în repaus la distanța r de centru se va deplasa radial și rectiliniu spre acest centru, iar mișcarea de rotație poate

apărea numai ca un efect intrinsec legat de existența unui *moment cinetic* ($\mathcal{M} \neq 0$) *inițial* în raport cu centrul. *În cîmpul vortexului apariția mișcării de rotație este absolut independentă de condițiile inițiale*, ea este legată intrinsec de acest cîmp, fiind, așa cum am văzut, unica mișcare provocată de acesta; *vîrtejul este singurul fenomen mecanic natural care induce automat și exclusiv o mișcare circulară și uniformă.* De asemenea, se observă simplu că într-un sistem gravitovortex mișcarea rectilinie (caracteristică sistemelor galileiene în care este valabilă teoria newtoniană) și cea circulară sînt *mișcări cuplate* corespunzător faptului că funcțiile φ și ψ sînt *armonic conjugate.*

Vom mai sublinia și o altă deosebire importantă: spre deosebire de cîmpul gravitațional newtonian, în care sursa de cîmp (masa gravitațională) este redusă — conform teoriei și în pofida oricărei evidențe fizice — la „dimensiunea" unui punct material, în cîmpul vortexului sursa de cîmp poate avea dimensiuni finite, ale căror valori concrete nu sînt limitate decît de condițiile fizice reale.

Aceasta rezultă matematic din aceea că în cazul mișcărilor potențiale suprafețele echipotențiale în general nu se pot intersecta, deoarece într-un punct de intersecție viteza ar avea două direcții diferite corespunzînd normalelor la cele două suprafețe. În cîmpul newtonian (fig. 38 b) o astfel de condiție este satisfăcută în mod natural, suprafețele echipotențiale fiind sfere (respectiv, în plan, cercuri) concentrice; în consecință sursa de cîmp poate fi punctuală. În cîmpul vîrtejului suprafețele echipotențiale sînt planuri (în plan, drepte) care se intersectează în origine, determinînd ceea ce matematic se numește un *punct singular.*

În timp ce apariția singularităților pune probleme grele matematicii pure și constituie o adevărată dilemă pentru relativitatea generală ([77], anexa a II-a), hidroaerodinamica a rezolvat deja satisfăcător această problemă în cazul vîrtejurilor, concepînd așa-numitul *model al vîrtejului cu nucleu.* acest model are atît o justificare matematică, cît și una fizică. Din punct de vedere matematic, domeniul funcțiilor potențiale este conceput ca avînd o *structură stratificată,* în care suprafețele de curent sînt cilindri, avînd ca directoare curbe (cercuri) conținute într-un plan de bază, ortogonale liniilor de curent situate în același plan. Se ajunge astfel la noțiunile de *suprafață de vîrtej,* care reprezintă acea suprafață tangentă la linia de vîrtej care trece prin orice punct al ei și de *tub de vîrtej,* care reprezintă spațiul tubular de secțiune finită, dar de lungime nedefinită, închis de suprafața generată de infinitatea liniilor de vîrtej care trec la un moment dat prin toate punctele aparținînd unei curbe închise conținînd originea. Dacă conturul curb se restrînge pînă ce închide o arie infinit mică, spațiul cuprins în tubul de vîrtej devine „fir de vîrtej". Din intersecția tubului de vîrtej cu un plan ortogonal rezultă *vîrtejul cu nucleu,* după cum din intersecția firului de vîrtej cu același plan rezultă vîrtejul *punctual,* studiat mai sus.

Din punct de vedere fizic, imaginea vîrtejului în nucleu rezultă în modul cel mai direct din experimente. Dacă vom măsura vitezele de rotație induse de un vîrtej într-un fluid oarecare, vom deosebi clar două domenii distincte:

I — regiunea determinată de condiția $r < r_0$, în care substanța se mișcă asemeni unui corp solid, cu viteza unghiulară constantă de-a lungul razei vectoare r;

II — regiunea determinată de condiția, $r > r_0$ în care substanța se mișcă conform cu legile studiate anterior.

Reprezentarea grafică a vîrtejului cu nucleu a fost făcută în figura 39.

Vîrtejul cu nucleu nu aduce modificări în raport cu vîrtejul punctual decît în ceea ce privește *delimitarea spațiului* conform condițiilor $r \leqslant r_0$

Fig. 39. Vîrtejul cu nucleu reprezintă un model fizic și matematic natural pentru descrierea mișcării unei galaxii. (v reprezintă viteza rotațională în cîmpul vîrtejului).

și $r \geqslant r_0$; după cum se știe, rezolvarea problemei singularităților se rezolvă în general cu ajutorul unor „suprafețe" care închid aceste singularități, înconjurîndu-le și introducerea unor condiții pe frontieră. Dacă vîrtejul va reprezenta, ca în gravitovortex, un corp material (de exemplu o planetă) în rotație dimensiunea $r = r_0$ va determina evident dimensiunea reală a corpului, iar condițiile pe frontieră vor putea fi cele existente realmente la suprafața corpului. Lucrurile se petrec deci exact ca în cazul potențialului gravitațional newtonian, care operează o delimitare absolut identică a spațiului (§ 2.4) și care în regiunea $r > r_0$ verifică ecuația lui Laplace, iar în regiunea $r < r_0$ ecuația lui Poisson.

Conform figurii 39, la periferia nucleului ($r = r_0$) vom avea:

$$v_{max} = v_0 = \omega r_0, \tag{7.68}$$

unde ω este viteza unghiulară de rotație, iar în interiorul nucleului ($r < r_0$)

$$v = \omega r. \tag{7.69}$$

Viteza de rotație în nucleu variază deci liniar, de la valoarea zero în centru, la valoarea v_0 la margine, *ca și cînd întregul nucleu s-ar roti ca un corp solid*, așa cum am văzut (§ 6.3) că se rotesc efectiv nucleele galaxiilor.

În cîmpul potențial exterior nucleului ($r > r_0$) viteza este funcție de intensitatea Γ a vîrtejului, conform relației

$$\Gamma = 2\pi r v, \tag{7.70}$$

pe care o deducem din (7.64) și (7.65), adică va fi

$$v = \frac{\Gamma}{2\pi r}, \tag{7.71}$$

iar la periferia nucleului

$$v_0 = \frac{\Gamma}{2\pi r_0}, \tag{7.72}$$

de unde rezultă

$$\omega = \frac{\Gamma}{2\pi r_0^2}. \tag{7.73}$$

Lucrurile se petrec deci exact ca în cîmpul „gravitațional" al mișcării intragalactice; pentru deplină edificare, îl rugăm pe cititor să compare între ele curbele de variație a vitezei mișcării prezentate în figura 33 pentru o galaxie și în figura 39 pentru un vîrtej „banal".

În ceea ce privește distribuția presiunilor în nucleu, acestea variază în funcție de forța centrifugă:

$$p = \frac{1}{2}\,\rho r^2\omega^2 + C; \tag{7.74}$$

la periferie

$$p_0 = \frac{\rho v_0^2}{2} + C, \tag{7.75}$$

deci

$$p = \frac{\rho\omega^2 r^2}{2} + p_0 - \frac{\rho v_0^2}{2}. \tag{7.76}$$

În cîmpul potențial ($r > r_0$) este valabilă legea lui Bernoulli

$$p = p_\infty - \frac{\rho}{2}\,v^2, \tag{7.77}$$

iar la marginea nucleului, tot în cîmpul exterior, presiunea este

$$p_0 = p_\infty - \frac{\rho v_0^2}{2}. \tag{7.78}$$

Deoarece

$$rv = r_0 v_0 = \frac{\Gamma}{2\pi} = \text{const}, \tag{7.79}$$

legea distribuției presiunilor va fi

$$p = p_\infty - \frac{\rho}{2}\,v_0^2\,\frac{r_0^2}{r}, \tag{7.80}$$

sau

$$p = p_\infty - \frac{\rho\Gamma^2}{8\pi^2}\,\frac{1}{r}. \tag{7.81}$$

Așadar, distribuția presiunilor în interiorul nucleului se supune unei legi parabolice (7.76), în timp ce în exteriorul nucleului ea se supune unei legi hiperbolice. În ansamblu o astfel de distribuție este practic similară celei pe care o măsurăm în galaxii [138].

Putem acum să explicităm expresia cîmpului de forțe într-un vîrtej, dată de (7.30). Din calculul vectorial, pentru gradient avem următoarea expresie

$$\nabla p = \frac{\partial p}{\partial r} \frac{\mathbf{r}}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} , \tag{7.82}$$

scrisă în coordonate polare r, θ. Dacă distribuția de presiuni este simetrică în raport cu centrul O, așa cum este cazul vîrtejului (fig. 39), atunci relația (7.82) se poate scrie

$$\nabla p = \frac{\partial p}{\partial r} \frac{\mathbf{r}}{r} = \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}r} \frac{\mathbf{r}}{r} \tag{7.83}$$

și, conform cu (7.40)

$$\nabla p = \frac{\rho \Gamma^2}{4\pi^2} \frac{1}{r^3} \frac{\mathbf{r}}{r}, \tag{7.84}$$

de unde, ținînd cont de (7.30), deducem

$$\mathbf{f}_v = - \frac{\rho \Gamma^2}{4\pi^2} \frac{1}{r^3} \frac{\mathbf{r}}{r} = - \frac{\mathrm{const}}{r^3} \frac{\mathbf{r}}{r} \tag{7.85}$$

care este *legea forțelor într-un vîrtej*. După cum se vede ea este foarte diferită de legea gravitației a lui Newton, în schimb este aproape perfect asemănătoare forței corective introdusă empiric de Clairaut, pentru a explica mișcarea dizidentă a apsidelor Lunii și reluată de Maillard pentru a explica avansul de periheliu al lui Mercur (§ 3.5).

Forța pe unitatea de masă, $\mathbf{f}_v$, este o forță centrală, deoarece ea este orientată în orice punct și în orice moment după vectorul de poziție $\mathbf{r}/r$, trecînd în permanență prin centrul O. Un astfel de cîmp de forțe este un *cîmp central*, iar mișcarea particulelor într-un asemenea cîmp va fi întotdeauna o *mișcare plană*. Forța $\mathbf{f}_v$ este în același timp o *forță de atracție* în raport cu centrul O (semnul minus din relația 7.85), la fel ca și forța gravitațională newtoniană.

Întrucît în cele de mai sus ne-am referit la mișcarea particulelor fluidului, a cărui densitate este — conform modelului matematic utilizat — pretutindeni aceeași, forța centrală $\mathbf{f}_v$ nu depinde de densitate. Dacă însă introducem din afară o „particulă de probă" avînd altă densitate decît fluidul aflat în mișcare, particula se va mișca diferit de acesta. Cînd am stabilit ecuația generală de mișcare (7.9) am considerat densitatea ρ ca fiind aceeași și pentru particulă și pentru mediul înconjurător. Dacă particula „de probă" are densitatea ρ', diferită de densitatea ρ a acestuia, atunci ecuația de mișcare se va scrie

$$\mathbf{f}_v = - \frac{1}{\rho'} \nabla p, \tag{7.86}$$

sau, înlocuind expresia gradientului,

$$\mathbf{f}_v = - \frac{1}{\rho'} \frac{\rho \Gamma^2}{4\pi^2} \frac{1}{r^3} \frac{\mathbf{r}}{r}. \tag{7.87}$$

Aceeași relație rezultă și din considerarea mișcării particulei în cîmpul central, considerat mai sus. Conform teoremei din Gauss avem

$$\mathbf{f}_v(r) = \iint_\sigma p\mathbf{n}\, \mathrm{d}\sigma = - \iiint_\tau \nabla p\, \mathrm{d}\tau, \tag{7.88}$$

unde τ este volumul particulei. Pentru un volum suficient de mic și ținînd cont de expresia (7.83) a gradientului, vom putea scrie

$$f_v(r) = -\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}r}\tau. \tag{7.89}$$

Dacă m este masa particulei, pentru unitatea de masă vom avea

$$\tau = \frac{m}{\rho'} = \frac{1}{\rho'} \tag{7.90}$$

și relația (7.89) devine identică cu (7.85).

Ajungem astfel la concluzia importantă pentru discuția noastră ulterioară, că forța cu care un vîrtej acționează asupra unei particule materiale depinde esențial de densitatea relativă a particulei, ρ/ρ', respectiv de masa și de volumul său, spre deosebire de forța gravitațională newtoniană care depinde numai de masa particulei. *Lansate în cîmpul unui vîrtej, în aceleași condiții inițiale, două particule de densități diferite vor avea mișcări diferite. În acest caz deci, mișcarea nu se va mai face pe o geodezică ca în relativitatea generală.* O astfel de concluzie nu rezultă numai matematic ci și experimental, lucru care poate fi verificat cu mare ușurință de către oricine va plasa două corpuri de densități diferite într-un vîrtej hidraulic și va urmări mișcarea lor. Așa cum am văzut în capitolul 6, această concluzie este verificată la scară mare și în proporție de masă, de mișcarea diferențiată a stelelor și a grupurilor de stele în interiorul galaxiilor.

7.3. MIȘCAREA CORPURILOR ÎN CÎMPUL UNUI VÎRTEJ

Conform reprezentărilor *uzuale* vortexul „induce" mișcarea în orice punct $P(x, y, z)$ al spațiului cu o anumită viteză de rotație, dată de relația (7.71). În mecanică termenul „induce" este desigur foarte vag; aici, conform cu definiția lui Lagrange și legea a II-a a lui Newton, mișcarea nu poate fi provocată decît de forțe. Din ecuația generală a mișcării (7.9) noi am găsit forța activă care acționează într-un vîrtej și care provoacă mișcarea (a se vedea în continuare): este forța $\mathbf{f}_v$, dată de relația (7.85) și datorată gradientului de presiuni.

O astfel de forță radială nu este însă suficientă pentru a provoca singură o mișcare de rotație în jurul centrului. Este drept că forța gravitațională similară, a lui Newton, poate controla mișcarea circulară a planetelor, dar așa cum spune explicit Newton însuși în *Scolia Generală* a lucrării sale fundamentale, ea nu o poate provoca, mai este necesar un impuls tangențial, care, în concepția sa, are o proveniență divină. Acest impuls inițial se regăsește în mișcarea planetară sub forma forțelor de inerție din mișcarea de translație a planetelor, mișcare care este permanent deviată de acțiunea forței gravitaționale, de unde rezultă pînă la urmă mișcarea de rotație observată.

Or, așa cum am văzut, mișcarea produsă de vîrtej este întotdeauna o mișcare circulară, independent de condițiile inițiale. Vom avea evident și „în acest caz" o forță tangențială de inerție, $\mathbf{F}_\theta$, a cărei acțiune este permanent perturbată de acțiunea forței active $\mathbf{F}_v$, exact ca și în teoria lui Newton; această forță este automat presupusă de membrul drept al ecuației (7.9) sau (7.29). O astfel de forță poate fi ușor pusă în evidență experimental prin măsurarea presiunii (ρv^2) dinamice, exercitată de fluidul pus în mișcare de

vîrtej, asupra unui instrument de măsură potrivit. Conform relațiilor amintite și absolut similar cu teoria lui Newton, trebuie să avem în permanență egalitatea $|\mathbf{F}_v| = |\mathbf{F}_\theta|$ pentru a avea o mișcare perfect „echilibrată", adică o mișcare circulară. Numai că dacă dorim să evităm concluzia că divinitatea intervine ori de cîte ori se produce un vîrtej, va trebui să admitem simplu că vîrtejul induce mișcarea circulară cu ajutorul forțelor $\mathbf{F}_v$ și $\mathbf{F}_\theta$ pe care le provoacă automat și simultan.

Dar forța $\mathbf{F}_\theta$ este o forță de inerție, așa cum rezultă din ecuațiile de mișcare. Prin urmare vîrtejul induce în spațiul înconjurător nu numai forțe active, dar și forțele de inerție corespunzătoare, deoarece, conform conceptelor *uzuale* (subliniem aceasta) el induce mișcarea circulară care *presupune explicit astfel de forțe*. Spre deosebire de teoria newtoniană a gravitației, care nu poate justifica forțele de inerție, și spre deosebire de relativitatea generală, care justifică aceste forțe reducînd egalitatea numerică dintre forțele gravitaționale și cele de inerție la o „egalitate de esență", pe baza prezumției matematice restrictive $m_g = m_i$, în gravitovortex (în care forța $\mathbf{F}_v$ este o forță gravitațională) o asemenea egalitate de esență rezultă direct din fenomene fără a fi nevoie de nici un fel de ipoteze speciale. Se vede simplu că și din acest punct de vedere, teoria noastră reprezintă cea mai naturală generalizare posibilă a celor două teorii clasice ale gravitației, generalizare care pune efectiv teoria gravitației în cel mai perfect acord cu principiul lui Mach, așa cum va rezulta foarte concret din cele expuse în § 7.4.

Să analizăm acum, într-o manieră generală, *mecanismul fizic* prin care un vîrtej real poate acționa asupra unui „corp de probă" introdus în cîmpul vîrtejului și mișcările care pot lua naștere în urma unei asemenea acțiuni, conform cu schița din figura 40. Să considerăm anume un corp material de masă m și de densitate ρ', plasat la distanța r de centrul O al unui vîrtej care induce mișcarea caracteristică într-un fluid de densitate ρ.

Sub influența distribuției „statice" de presiuni, $p(r)$, care scad către centrul O, corpul de probă va suferi în orice moment o forță netă de împingere spre centru. Aceasta este forța de „atracție" $\mathbf{f}_v$ analizată mai sus; cînd, funcție de condițiile inițiale de lansare, corpul m se apropie sau se îndepărtează de centrul O, forța $\mathbf{f}_v$ crește sau scade cu distanța potrivit relației (7.85). Subliniem faptul că această forță nu depinde de valoarea absolută a presiunilor, ci de valoarea gradientului de presiuni (7.30).

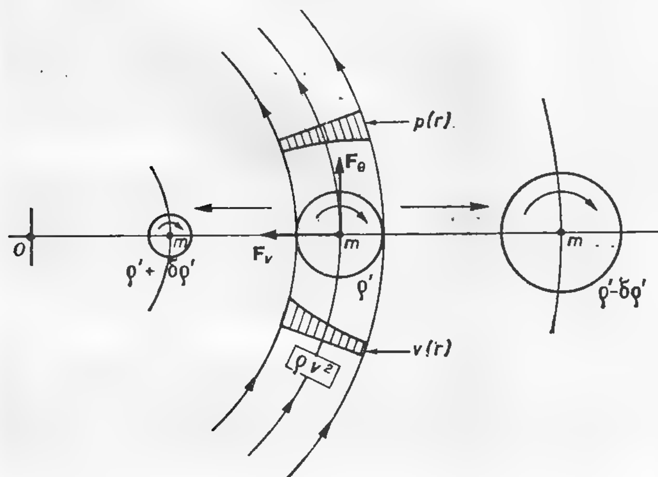


Fig 40. Mișcările unei particule de masă m în cîmpul unui vîrtej real.

Forța $\mathbf{f}_v$ se referă numai la unitatea de masă; conform cu legea a II-a a lui Newton, forța totală $\mathbf{F}_v$ va depinde de întreaga masă a corpului. Ea depinde însă și de densitatea ρ' așa cum se vede din relația (7.87). Rezultă că forța reală cu care corpul de probă va fi acționat de centrul O al vîrtejului va depinde de volumul său (7.89). Iată o caracteristică definitorie a vortexului: *forțele care acționează într-un vîrtej sînt forțe de volum.*

Aceasta are vaste consecințe asupra teoriei gravitației, adică în gravitovortex, deoarece ea permite explicarea coerentă a unui mare număr de fenomene observabile și măsurabile, inaccesibile teoriilor actuale ale gravitației. Este însă interesant și semnificativ faptul că ea nu are nici un fel de consecință (chiar dacă ar fi într-adevăr o caracteristică reală a spațiului gravitațional) asupra acestor teorii actuale ale gravitației.

Într-adevăr, în teoria lui Newton, Pămîntul, Luna, planetele și Soarele sînt simple puncte materiale, fără dimensiuni, care, evident, nu pot fi influențate de forțele de volum datorate vîrtejului: în spațiul gravitovortex (conceput ca atare în sens fizic), ele se vor mișca absolut conform acestei teorii a lui Newton. Anticipînd putem spune că lucrurile stau la fel și în raport cu teoria lui Einstein: dacă vom introduce în gravitovortex corpuri materiale avînd dimensiunile razei lor gravitaționale, ele se vor mișca exact conform relativității generale, adică vor avea exact aceleași ecuații ale mișcării ca cele relativiste (cap. 4).

Pentru a putea interpreta corect mișcarea observată, gravitovortexul presupune automat considerarea unor corpuri avînd dimensiunile lor reale. Se vede clar faptul că și din acest punct de vedere *teoria noastră reprezintă cea mai naturală generalizare posibilă a celor două teorii clasice ale gravitației, o generalizare atît de largă încît permite corpurilor materiale să aibă dimensiunile lor reale, fără să „deranjeze" în nici un fel mișcarea conform acestor teorii în spațiul fizic real.*

Faptul că forțele acționînd într-un vîrtej sînt forțe de volum permite explicarea unor mișcări pe care le putem observa frecvent în cosmos, dar care sînt ignorate sau chiar interzise de teoriile actuale ale gravitației. Astfel, dacă plasăm în aceleași condițiuni inițiale două corpuri reale de densități diferite în cîmpul unui vîrtej, traiectoriile lor vor fi diferite, adică *mișcarea lor reală nu se va face pe geodezică.* Dacă unul dintre cele două corpuri este de exemplu o mică bilă metalică, iar celălalt o bilă din material plastic avînd aceeași masă cu primul, dar un volum cu mult mai mare, lucrurile se pot aranja astfel încît bila din material plastic să se precipite spre centru după o spirală logaritmică, în timp ce mica bilă metalică execută o mișcare eliptică cvasikepleriană, avînd centrul vîrtejului în focar. Putem observa astfel cum elipsa traiectorie pivotează în jurul centrului de forță, revelînd direct mult discutatul avans de periheliu, așa cum se arată în figura 57.

Asemenea diferențieri ale mișcării corpurilor, respectiv mișcările în funcție de „natura" corpurilor, interzise expres de teoriile actuale ale gravitației, pot fi observate direct și în proporție de masă în cadrul rotației diferențiale a galaxiilor (sistemele Kapteyn-Lindblad, capitolul 6). Ele pot fi observate direct și în sistemul nostru solar, ca de exemplu în cazul divizărilor de comete, al mișcării curenților meteorici etc. (§ 10.4).

Se știe că absolut toate corpurile sînt *deformabile* într-o măsură mai mare sau mai mică; dacă asupra unui corp se exercită presiuni el se va contracta și invers, dacă compresiunea încetează el se va dilata. Dacă corpul de probă ar avea posibilitatea să se contracte semnificativ, atunci cînd de exemplu

el se apropie de centrul vîrtejului, forța $\mathbf{F}_r$ cu care acesta îl acționează ar putea să crească mai încet, să rămînă constantă sau chiar să scadă, în funcție de viteza de contracție a particulei în raport cu deplasarea. Aceasta o spune matematic relația (7.87), iar fizic o înțelegem simplu, gîndindu-ne că dacă suprafața corpului se micșorează, forța de împingere datorată presiunilor trebuie să scadă. Situația va fi inversă în cazul îndepărtării de centrul O.

Expansiunea și contracția corpurilor deformabile se datorează evident gradientului de presiuni care crește spre centru. Acest fenomen interesant al *mișcării cu expansiune-contracție* în cîmpul unui vîrtej și consecințele sale pot fi urmărite cu destulă ușurință într-un experiment de laborator: două bile, dintre care una rigidă iar alta care își poate modifica semnificativ volumul, avînd aceleași densități inițiale și fiind lansate în cîmpul vîrtejului în aceleași condiții inițiale, vor suferi accelerații diferite și se vor deplasa pe traiectorii diferite.

Un asemenea fenomen de laborator îl vom regăsi la scară mare, cantitativ și calitativ, în sistemul solar: mișcarea cu expansiune în mișcarea naturală a planetelor care se îndepărtează în permanență de Soare (cap. 12), iar mișcarea cu expansiune — contracție în mișcarea naturală a cometelor, bolizilor, meteoriților și asteroizilor (cap. 10).

În afara „atracției" centrale, asupra corpului de probă plasat în cîmpul unui vîrtej real se va executa fizic și un „bombardament" tangențial datorat particulelor fluidului aflat în mișcare (presiunea dinamică ρv^2), care tinde să antreneze corpul într-o *mișcare de rotație în jurul centrului O*, asemănătoare celei pe care o execută fluidul însuși. Această acțiune este datorată evident forței pe care am notat-o anterior $\mathbf{F}_\theta$, egală în valoare absolută cu forța $\mathbf{F}_v$, datorată gradientului presiunilor, deoarece acest gradient radial este el însuși creat în spațiul vîrtejului de către mișcarea rotațională a fluidului.

Dacă corpul de probă este lansat în cîmpul vîrtejului cu viteza tangențială $\mathbf{v}'$, el va exercita asupra fluidului o presiune dinamică $\rho'\mathbf{v}'^2$. Cînd cele două presiuni dinamice sînt egale,

$$\rho v^2 = \rho' v'^2, \qquad (7.91)$$

atunci corpul se va mișca pe un cerc în jurul centrului O ca și fluidul însuși, cu toate că atît densitatea cît și viteza sa pot să fie diferite de cele ale fluidului. Dacă însă cele două presiuni dinamice nu vor fi perfect egale, corpul se va apropia de centru sau se va îndepărta de el, după valoarea raportului și a direcțiilor lor (a se vedea tabelul 7).

O altă mișcare pe care corpul de probă o capătă sub influența unui vîrtej real și care poate fi pusă, de asemenea, în evidență printr-un experiment de laborator, este aceea de *rotație în jurul axei proprii*; într-adevăr datorită scăderii vitezei tangențiale a fluidului în lungul razei vectoare, corpul de dimensiuni finite va fi supus unui cuplu de rotație. Viteza de rotație în jurul axei proprii, imprimată corpului de către vîrtej, depinde de sensul de rotație și de intensitatea vîrtejului, de direcția de deplasare și de dimensiunile corpului, ca și de condițiile inițiale ale mișcării.

Să observăm că în sistemul solar toate cele nouă planete și toți cei 39 de sateliți ai lor se rotesc în jurul axelor proprii în *același sens* cu Soarele însuși, ceea ce revelează nu numai un mecanism cosmogonic comun tuturor acestor mișcări, dar și un sens propriu de rotație al sistemului solar în ansamblu. Acest sens de rotație este același cu sensul de rotație al întregii noastre galaxii și, după cum a demonstrat Vaucouleurs (§ 6) el este același cu sensul de rotație al tuturor galaxiilor cunoscute, al miliardelor de galaxii observabile.

Putem spune, aşadar, că există în mod natural un sens de rotaţie comun întregului univers observabil, ceea ce revelează o uimitoare interdependenţă şi uniformitate la scara întregului univers observabil, rotaţie care nu poate fi înţeleasă altfel decît ca o proprietate universală a materiei, la fel de universală ca şi gravitaţia însăşi. Aceste două proprietăţi universale fundamentale ale materiei sînt, după părerea noastră, coerent descrise de ceea ce am numit gravitovortex. Numai în condiţiile gravitovortexului acea proprietate numită *izotropie* (conform căreia proprietăţile fizico-mecanice sînt independente de direcţie), pe care fizica o atribuie *apriori* spaţiului, devine coerentă şi consistentă.

Rotaţia în jurul axei proprii, provocată corpului de probă de către vîrtej, depinde de *dimensiunile reale ale corpului.* Dacă vom plasa în cîmpul vîrtejului o planetă newtoniană punctiformă aceasta nu va fi, evident, antrenată în mişcare de rotaţie în jurul axei proprii, adică lucrurile se vor petrece exact ca în teoria lui Newton, unde rotaţia reală a planetelor nu joacă nici un rol. Dintre două corpuri de probă, plasate în aceleaşi condiţii iniţiale în cîmpul vîrtejului, cel cu dimensiuni mai mari va căpăta o rotaţie mai rapidă. În sistemul solar observăm că micuţa planetă Mercur face o rotaţie completă în jurul axei proprii în circa 88 zile, Pămîntul în circa 24 ore, iar planetele gigant, deşi sînt foarte îndepărtate de Soare, au perioade de rotaţie extrem de scurte: Saturn 10 h 20 min şi Jupiter 9 h 50 min.

Desigur, nu putem simplifica prea mult lucrurile, rotaţia corpurilor în cîmpul vîrtejului depinde şi de condiţiile iniţiale ale mişcării ca şi de „natura" însăşi a corpului, dar simplul fapt că multe dintre mişcările observabile ale corpurilor cosmice, ca de exemplu mişcarea nongeodezică, mişcarea cu expansiune-contracţie, mişcarea în jurul axelor proprii etc., care nu-şi pot găsi explicaţia în teoriile actuale ale gravitaţiei, sînt *mişcări naturale şi caracteristice într-un vîrtej,* ne îndreptăţesc convingerea că gravitovortexul nu este numai un model fizic real, aşa cum am constatat în capitolul 6, dar este şi un model matematic potrivit, aşa cum vom constata dealtfel şi în continuarea lucrării noastre.

Vom studia acum din punct de vedere matematic mişcarea unui corp de probă lansat în cîmpul unui vîrtej. Desigur, într-un studiu complet trebuie să ţinem cont de toate acele mişcări specifice despre care am discutat mai sus, mişcări care se condiţionează reciproc şi care permit evaluarea exactă a forţelor şi energiilor puse în joc. O asemenea tratare completă a problemei nu ni se pare potrivită în acest stadiu al pledoariei noastre, în primul rînd pentru motivul că noi nu dorim să elaborăm teoria noastră pe baza unor analogii, fie ele oricît de perfecte. În acest context, va trebui mai întîi să identificăm şi să precizăm calitativ şi cantitativ asemenea mişcări insolite, din observaţii şi măsurători directe şi precise efectuate asupra mişcării reale a corpurilor cosmice şi în special asupra celor care aparţin sistemului nostru solar, unde precizia actuală a măsurătorilor este foarte înaltă şi asupra cărora ne vom concentra în special atenţia, înainte de a executa un asemenea studiu complet; vom face acest lucru în alte capitole ale lucrării de faţă.

Deocamdată vom determina numai mişcarea principală a corpului de probă în raport cu centrul O al vîrtejului, presupunînd anume că dimensiunile acestui corp — pe care-l vom denumi în continuare particulă — sînt neglijabile şi că el este acţionat de forţa centrală atractivă $\mathbf{F}_v(r)$. Aceasta reprezintă o idealizare matematică, atît a mişcării particulei cît şi a mişcării fluidului (vortex), dar ea ne va permite precizări interesante şi posibilitatea

[illegible] rezultatele noastre cu cele ale teoriei newtoniene a gravitaţiei.

Pentru determinarea traiectoriei particulei vom utiliza cunoscuta ecuaţie a lui Binet

$$\frac{d^2\left(\frac{1}{r}\right)}{d\theta^2}+\frac{1}{r}=-\frac{r}{mC^2}F(r), \tag{7.92}$$

unde $C=r^2\dot{\theta}$ este constanta ariilor, m este masa particulei, iar $F(r)$ este forţa centrală, care în cazul vortexului este dată de relaţia (7.87), pe care o retranscriem pentru particula de masă m

$$F_v(r)=-\frac{m}{\rho'}\frac{\rho\Gamma^2}{4\pi^2}\frac{1}{r^3}. \tag{7.93}$$

Înlocuind această expresie în (7.92) avem

$$\frac{d^2\left(\frac{1}{r}\right)}{d\theta^2}+\frac{1}{r}=\frac{\rho\Gamma^2}{4\pi^2\rho' C^2}\frac{1}{r}, \tag{7.94}$$

sau

$$\frac{d^2\left(\frac{1}{r}\right)}{d\theta^2}+\frac{\gamma}{r}=0, \tag{7.95}$$

unde am notat

$$\gamma=1-\frac{\rho\Gamma^2}{4\pi^2\rho' C^2}. \tag{7.96}$$

Acest parametru γ, care pentru o particulă şi o mişcare date este o constantă, are o semnificaţie fizică directă: el diferenţiază mişcarea particulei materiale de mişcarea vîrtejului propriu-zis. Astfel, dacă particula face parte din substanţa vîrtejului ($\rho=\rho'$) şi are aceeaşi mişcare ca şi vîrtejul ($\Gamma^2/4\pi^2=C^2$) vom avea $\gamma=0$, *valoare care caracterizează deci mişcarea vîrtejului însuşi*. Dacă mişcarea particulei diferă de cea a vîrtejului vom avea $\gamma>0$ sau $\gamma<0$ după condiţiile iniţiale ale mişcării. Se observă că valoarea $\gamma=1$ exprimă *condiţia fizică a spaţiului vid newtonian* ($\rho=0$), sau, ceea ce practic înseamnă acelaşi lucru, a *spaţiului fără vîrtej* ($\Gamma=0$). În continuarea lucrării noastre, vom folosi pe larg această posibilitate de a diferenţia sintetic spaţiile mişcării, oferită de parametrul γ.

Integrînd ecuaţia diferenţială (7.95) obţinem un set de soluţii, corespunzătoare valorilor caracteristice ale lui γ, după cum urmează:

— pentru $\gamma=0$ rezultă

$$r=\frac{1}{C_1\theta+C_2}, \tag{7.97}$$

— pentru $\gamma>0$ rezultă

$$r=\frac{1}{C_1\cos\sqrt{\gamma}\theta+C_2\sin\sqrt{\gamma}\theta}, \tag{7.98}$$

— pentru $\gamma < 0$ rezultă

$$r = \frac{1}{C_1 \operatorname{ch} \sqrt{-\gamma}\theta + C_2 \operatorname{sh} \sqrt{-\gamma}\theta}, \tag{7.99}$$

unde C_1 și C_2 sînt constante de integrare, care pot fi determinate din condițiile inițiale ale mișcării.

Astfel, dacă particula este lansată în cîmpul vîrtejului într-un punct $M(\mathbf{r}_i)$ cu viteza inițială $\mathbf{v}_i$ și sub unghiul ψ față de raza vectoare, avem

$$\begin{aligned} v_i \cos \psi &= \dot{r}_i, \\ v_i \sin \psi &= r_i \dot{\theta}_i, \end{aligned} \tag{7.100}$$

de unde

$$C = r^2\dot{\theta} = r_i v_i \sin \theta \tag{7.101}$$

și, deci, pentru

$$\theta = 0, \quad C_1 = \frac{1}{r_i}, \tag{7.102}$$

iar pentru

$$\left[\frac{d}{d\theta}\left(\frac{1}{r}\right)\right]_{\theta=0} = \sqrt{\gamma}, \quad C_2 = -\frac{\dot{r}_i}{C} = -\frac{1}{r_i} \operatorname{ctg} \psi. \tag{7.103}$$

Putem analiza calitativ traiectoriile mișcării particulelor în cîmpul unui vortex. Astfel, în funcție de condițiile inițiale, pentru cazul $\gamma = 0$, care reprezintă mișcarea substanței vîrtejului avem

$$r = \frac{r_i}{1 - \theta \operatorname{ctg} \psi}.$$

Dacă $\psi = \pm \pi/2$ traiectoria particulei va fi un cerc cu raza $r = r_i$; este cazul mișcării induse de către vortex, pe care am studiat-o anterior. Dacă $0 < \psi < \pi/2$, particula se îndepărtează către infinit, pe care-l „atinge" cînd

$$1 - \theta \operatorname{ctg} \psi = 0, \tag{7.104}$$

adică după un unghi de rotație în jurul centrului

$$\theta_\infty = \operatorname{tg} \psi; \tag{7.105}$$

este cazul unui vîrtej real care difuzează cu timpul în masa fluidului înconjurător. În sfîrșit, dacă $\pi/2 < \psi < \pi$, particula se apropie de centrul vîrtejului, după o spirală oarecare; este cazul unui vîrtej real, care apare, de exemplu, la scurgerea fluidelor prin orificii.

O discuție analoagă poate fi făcută și pentru celelalte valori ale lui γ, pentru care traiectoriile particulelor sînt în general *spirale* de diferite tipuri, inclusiv spirale logaritmice de tipul celor pe care le observăm în brațele galaxiilor. În tabelul 7 se prezintă sumar parametrii caracteristici ai mișcării și cazurile posibile de mișcare, ale particulelor lansate în cîmpul unui vîrtej, conform ecuațiilor (7.97), (7.98), (7.99) și discuției de mai sus.

O caracteristică a mișcării într-un vîrtej real o constituie apariția naturală a așa-numitelor *cicluri limită*, care în teoria ecuațiilor neliniare au interpretări foarte sofisticate, dar care pot fi ușor vizualizate și măsurate în experimente

Tabelul 7

Mişcarea particulelor materiale în cîmpul unui vîrtej

γ	Unghiul de lansare	Variaţia $\frac{dr}{d\theta}$	Variaţia $r(\theta)$	θ Caracteristic	Mişcarea particulei
0	$\pm \pi/2$	∞	$r = r_i$	—	Circulară
	$0 < \psi < \pi/2$	$-$	$r_i \leqslant r \leqslant \infty$	$\theta_\infty = \mathrm{tg}\,\psi$	Către exterior
	$\pi/2 < \psi < \pi$	$+$	$r_i \geqslant r \geqslant r_0$	$\theta_0 = \infty$	Către centru
>0	$0 < \psi < \pi/2$	$-$	$r_i \leqslant r < \infty$	$\theta_\infty = \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \mathrm{arc\,tg} (\sqrt{\gamma}\,\mathrm{tg}\,\psi)$	Către exterior
	$\pi/2 < \psi < \pi$	$+$	$r_i \geqslant r \geqslant r_{min}$	$\theta_{r\,min} = \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \mathrm{arc\,tg} \left(\frac{\mathrm{ctg}\,\psi}{\sqrt{\gamma}} \right)$	Către centru la distanţa $r = r_{min}$
		$-$	$r_{min} \leqslant r < \infty$	$\theta_\infty = \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \mathrm{arc\,tg} (\sqrt{\gamma}\,\mathrm{tg}\,\psi)$	De la r_{min} către exterior
<0	$0 < \psi < \pi/2$	$-$	$r_i \leqslant r \leqslant r_{max}$	$\theta_{r\,max} = \frac{1}{\sqrt{-\gamma}} \mathrm{arc\,th} \left(\frac{\mathrm{ctg}\,\psi}{\sqrt{-\gamma}} \right)$	Către exterior la distanţă finită $r = r_{max}$
		$+$	$r_{max} > r > r_0$	$\theta_0 = \infty$	De la r_{max} către centru
	$\pi/2 < \psi < \pi$	$-$	$r_i \geqslant r \geqslant r_0$	$\theta_0 = \infty$	Către centru

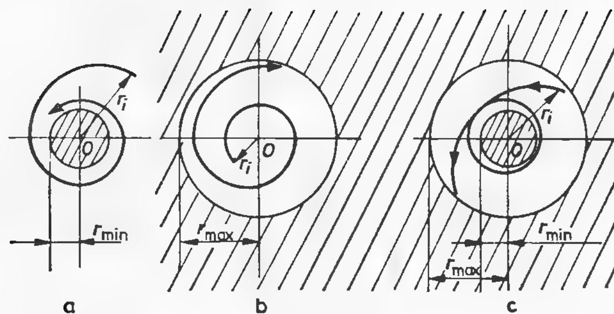


Fig. 41. Mişcarea către (*a*) şi între (*b*, *c*) cicluri limită în cîmpul vîrtejului.

de laborator. Ele reprezintă curbe închise (în cazul nostru cercuri), către care particulele tind asimptotic, pe traiectorii spirale spre interior sau spre exterior (fig. 41 *a* şi *b*) şi împart spaţiul mişcării în două regiuni distincte: o regiune în care mişcarea este interzisă (regiunea haşurată), cealaltă în care mişcarea este permisă. Dacă pentru un caz dat există două asemenea cicluri limită, mişcarea este permisă numai în interiorul inelului determinat de cele două cercuri r_{min} şi r_{max} (fig. 41 *c*).

Se observă faptul că în cîmpul vîrtejului nu există traiectorii închise, excepţie făcînd mişcarea circulară indusă de vortex. După cum se ştie, nu există decît două tipuri de cîmpuri centrale, în care traiectoriile mişcărilor finite sînt închise. Acestea sînt cîmpurile în care energia potenţială a particulei este proporţională cu $1/r$ (cazul cîmpului gravitaţional newtonian) sau cu r^2 (cazul oscilatorului spaţial). De aici rezultă că suprapunerea cîmpului vîrtejului peste cîmpul gravitaţional newtonian, realizată sintetic în gravitovortex, va face imposibilă existenţa traiectoriilor închise pe care se mişcă la nesfîrşit planetele sistemului nostru solar conform teoriei lui Newton. Gravitovortexul este astfel compatibil cu evoluţia observată a mişcării materiei în univers şi în mod special cu expansiunea universului.

Să urmărim pe scurt mişcarea radială a particulei în cîmpul vîrtejului. După cum se ştie, energia este una dintre integralele prime ale funcţiei Lagrange a sistemelor mecanice în mişcare, care rămîne constantă în timpul mişcării

$$E = E_{cin} + E_{pot} = \frac{mv^2}{2} + U(r) = \text{const.} \tag{7.106}$$

Înlocuind în această relaţie componentele polare ale vitezei obţinem

$$E = \frac{m}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2) + U(r) = \frac{m\dot{r}^2}{2} + \frac{\mathfrak{M}^2}{2mr^2} + U(r), \tag{7.107}$$

unde

$$\mathfrak{M} = mr^2\dot{\theta} = mC = \text{const,} \tag{7.108}$$

reprezintă *momentul cinetic* al mişcării particulei, iar $U(r)$ este energia sa potenţială.

Expresia (7.107) arată că partea radială a mişcării poate fi considerată drept o mişcare liniară într-un cîmp de energie potenţială „eficace"

$$U_{ef}(r) = U(r) + \frac{\mathfrak{M}^2}{2mr^2}, \tag{7.109}$$

care diferă de energia potenţială ca urmare a prezenţei forţelor centrifuge; mărimea $\mathfrak{M}^2/(2\, m\, r^2)$ este ceea ce se numeşte *energia centrifugă.* Valorile lui r pentru care

$$U(r) + \frac{\mathfrak{M}^2}{2mr^2} = E \tag{7.110}$$

determină limitele domeniului de mişcare în raport cu distanţa la centru. Cînd egalitatea (7.110) are loc, viteza radială $\dot{r}$ se anulează; aceasta însă nu înseamnă că particula se opreşte (ca în cazul unei mişcări liniare veritabile), deoarece viteza unghiulară $\dot{\theta}$ nu se anulează. Egalitatea $\dot{r} = 0$ înseamnă în aceste condiţii un „punct de întoarcere" al traiectoriei, în care funcţia $r(t)$ din crescătoare devine descrescătoare sau invers. Putem înţelege astfel mişcarea între cele două cicluri limită prezentată în figura 41 *c*, mişcare care a fost analizată mai pe larg în capitolul 2.

Deoarece

$$\frac{\mathfrak{M}^2}{2mr^2} = \frac{mC^2}{2r^2} \tag{7.111}$$

şi energia potenţială a cîmpului vîrtejului este

$$U(r) = -\int F(r) = \frac{\rho\Gamma^2}{4\pi^2\rho'}\int\frac{dr}{r^3} = -\frac{\rho\Gamma^2}{8\pi^2\rho'}\,\frac{1}{r^2}, \tag{7.112}$$

energia potenţială eficace a vîrtejului va fi

$$U_{ef}(r) = U(r) + \frac{\mathfrak{M}^2}{2mr^2} = -\frac{\rho\Gamma^2}{8\pi^2\rho' r^2} + \frac{mC^2}{2r^2} \tag{7.113}$$

sau

$$U_{ef}(r) = \frac{mC^2}{2r^2}\left(1 - \frac{\rho\Gamma^2}{4\pi^2\rho' C^2}\right), \tag{7.114}$$

de unde, ţinînd cont de (7.96), obţinem

$$U_{ef}(r) = \frac{mC^2}{2r^2}\,\gamma. \tag{7.115}$$

În figura 42 s-a prezentat variaţia energiei potenţiale eficace în cîmpul vîrtejului, funcţie de distanţa la centru r şi pentru valori pozitive şi negative ale parametrului γ. Din această diagramă putem determina uşor domeniile de mişcare ale particulei de energie E, conform cu datele din tabelul 7. Astfel dacă $E < 0$ mişcarea va fi permisă în întreg domeniul $r \leqslant r_{max}$, iar dacă $E > 0$ ea va fi permisă în domeniul $r_{min} < r < \infty$ (zonele haşurate).

Prezenţa forţelor centrifuge din mişcarea de rotaţie, respectiv existenţa unei energii centrifuge (pentru orice mişcare în care $\mathfrak{M} \neq 0$) tinzînd către

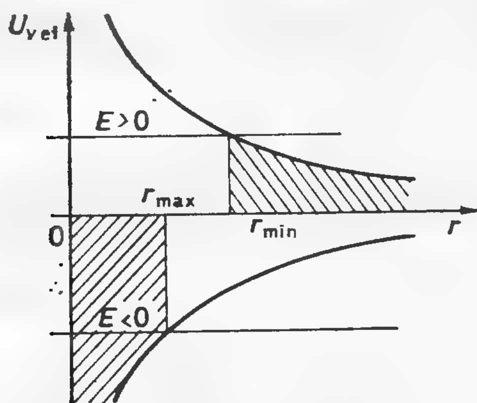


Fig. 42. Energia potențială „eficace" în cîmpul unui vîrtej.

infinit cu $1/r^2$, atunci cînd $r \to 0$, conduce la concluzia că particulele lansate în cîmpul vîrtejului nu pot pătrunde pînă în centrul O al cîmpului de forțe. Căderea unei particule pe centru nu este posibilă decît dacă energia potențială tinde suficient de repede către $-\infty$ cînd $r \to 0$. Din inegalitatea

$$\frac{m\dot{r}^2}{2} = E - U(r) - \frac{\mathfrak{M}^2}{2mr^2} > 0, \tag{7.116}$$

sau

$$r^2U(r) + \frac{\mathfrak{M}^2}{2m} < Er^2, \tag{7.117}$$

rezultă că r nu poate lua valori care să tindă către zero decît dacă

$$\lim_{r\to 0} [r^2\,U(r)] < -\frac{\mathfrak{M}^2}{2m}, \tag{7.118}$$

ceea ce duce la relația imposibilă

$$\frac{\rho\Gamma^2}{4\pi^2\rho'} + C^2 < 0, \tag{7.119}$$

deoarece toate cantitățile prezente aici sînt esențialmente pozitive.

Să observăm din relația (7.115) și din figura 42, că pentru particulele vîrtejului ($\gamma = 0$) *mișcarea este totuși permisă în întregul spațiu*. Aceasta înseamnă că într-o astfel de mișcare nu există forțe centrifuge; vom analiza în continuare acest caz special extrem de interesant, al mișcării.

7.4. O GENERALIZARE NATURALĂ ȘI DEPLINĂ A SISTEMELOR DE REFERINȚĂ INERȚIALE

Principiul inerției în general și sistemele de referință inerțiale în special joacă în teoria gravitației — spre deosebire de toate celelalte teorii ale fizicii — un rol cu totul disproporționat în raport cu semnificația lor fizică intrinsecă sau cu gradul lor de generalitate printre celelalte sisteme de referință imaginabile. Această situație stranie s-a datorat, așa cum am arătat, unei conjunc-

turi istorice și ea limitează drastic posibilitățile teoretice și practice ale teorie gravitației, motiv pentru care tentativele de perfecționare în acest domeniu vizează exclusiv „lărgirea clasei sistemelor inerțiale privilegiate“ în teoria lui Newton, lărgire care în final ar trebui să conducă la „egala îndreptățire a tuturor sistemelor de referință“. Un pas uriaș, dar nu unul decisiv, în această direcție, a fost făcut de Einstein în teoria sa a relativității generale.

Principiul inerției a fost formulat pentru prima dată de Galileu în celebrele sale lucrări *Dialogo sopra i due sistemi del mondo*, Firenze, 1632 și *Discorsi e dimonstrationi matematiche intorno a due nuove scienze*, Leida, 1638: era enunțul observației experimentale că o bilă care alunecă liber pe o suprafață plată și netedă de scîndură are tendința să-și păstreze mișcarea rectilinie și uniformă. Această observație a căpătat o formă generală și abstractă în lucrarea *Principia Philosophiae*, Amsterdam, 1644, a lui Descartes, figurînd apoi ca legea numărul unu în *Principiile* lui Newton.

Iată cum expune și cum explică Newton această lege numărul unu a sa:

„Corpus omne perseverare in statu suo quiescendi vel movendi uniformiter in directum, nisi quatenus illud a viribus impressis cogitur statum suum mutare“.

„Orice corp își păstrează starea de repaus sau de mișcare uniformă în linie dreaptă, dacă nu este constrîns de forțe imprimate (viribus impressis) să-și schimbe starea sa“.

„Proiectilele perseverează în mișcările lor atîta timp cît nu sînt întîrziate de rezistența aerului și împinse în jos de forța gravitațională. O sfîrlează ale cărei părți se îndepărtează continuu, din cauza coeziunii, de la mișcările rectilinii, nu încetează să se rotească dacă nu este întîrziată de aer. Însă corpurile mai mari ale planetelor și cometelor păstrează timp mai îndelungat mișcările lor progresive și circulare efectuate în spații mai puțin rezistente.“

Remarcăm în acest adevărat motto al lucrării lui Newton prezența a două ambiguități de formulare, care revelează dilema autorului legilor gravitației universale, valabile numai în sisteme de referință particulare. Mai întîi, după cum observă E. Mach, în raport cu economia intrinsecă a lucrării lui Newton, prezența acestei legi numărul unu este superfluă. Într-adevăr, din legea a II-a, în cazul în care forța imprimată F este nulă, avem

$$ma = m\frac{dv}{dt} = 0 \rightarrow v = \text{const}, \tag{7.120}$$

adică o mișcare uniformă și

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = 0 \rightarrow x = C_1t + C_2, \tag{7.121}$$

adică o mișcare rectilinie; așadar, din legea a II-a rezultă simplu și direct legea I! De ce mai este oare nevoie de formularea unei legi speciale, care se referă la un caz cu totul particular al mișcării, dacă imediat urmează o altă lege cu mult mai generală, care acoperă toate cazurile posibile?

Pe de altă parte explicația cu care Newton însoțește enunțul primei sale legi este cît se poate de ambiguă: două din cele trei exemple pe care el le dă se referă la mișcarea *circulară* și nu la cea rectilinie și uniformă despre care este vorba în legea pe care dorește să o exemplifice. Ambiguitatea apare și mai pregnant dacă avem în vedere faptul că în teoria lui Newton corpurile sînt reduse la puncte materiale, care, evident nu pot avea mișcări de rotație asemănătoare cu cea a sfîrlezei.

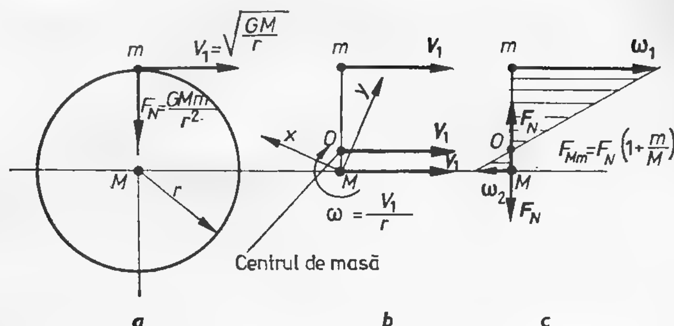


Fig. 43. Schiță pentru explicarea intuitivă a mișcării newtoniene în jurul centrului comun de greutate.

Una peste alta avem impresia că Newton dorește să dea — nu tocmai coerent — un fundament general mișcării rectilinii și uniforme, respectiv sistemelor inerțiale, în raport cu care urmează să evaluăm acțiunea forțelor „imprimate" și a celorlalte categorii de mișcări care rezultă dintr-o astfel de acțiune. Această „privilegiere *apriorică* a sistemelor de referință inerțiale", cum o numește Einstein, reprezintă, așa cum am arătat pe larg în capitolul 3, justificarea *post festum* a artificiului matematic care i-a permis lui Newton să corecteze legea sa, a gravitației, dedusă inițial direct din legile lui Kepler.

Practic, în teoria newtoniană mișcarea (neinerțială) reală de rotație uniformă cu viteza tangențială $v_1 = \sqrt{GM/r}$ a planetei m în jurul Soarelui M (fig. 43 *a*) este înlocuită indirect printr-o mișcare *fictivă*, rectilinie și uniformă (fig. 43 *b*). Planeta se deplasează inerțial (adică fără variația cantității de mișcare, respectiv fără forțe imprimate și, deci, fără accelerații „materiale"), rolul forței de gravitație $\mathbf{F}_N$ fiind doar acela de a curba traiectoria rectilinie în jurul centrului de forță; acesta este însă practic un simplu rol cinematic, care, după cum se știe, poate fi preluat oricînd de un sistem de referință potrivit.

Astfel vom obține exact același efect dacă vom considera un sistem de referință plasat în centrul de forță M, care se rotește cu viteza unghiulară $\omega_1 = v_1/r$ și care simultan execută împreună cu M o translație paralelă cu mișcarea inerțială a planetei, avînd viteza liniară v_1 (fig. 43 *b*). Similar se poate interpreta mișcarea relativă a Soarelui în raport cu planeta m, animate ambele de viteza lineară $v_2 = \sqrt{Gm/r}$ cu ajutorul unui sistem de referință plasat în m și rotindu-se cu viteza unghiulară $\omega_2 = v_2/r$. Într-o astfel de schemă cinematică forțele „imprimate" lipsesc, după cum se vede, cu desăvîrșire, numai că această schemă logică nu prea corespunde cu ceea ce observăm în realitate.

Pentru ca o astfel de obiecție să dispară Newton găsește o rezolvare fericită (fig. 43 *c*). El observă că din toate punctele spațiului în care cele două corpuri m și M „induc" mișcarea lor circulară, există *un punct și numai unul singur*, care nu este afectat de o asemenea „inducție": este punctul care reprezintă centrul comun de greutate (O) (fig. 43 *c*); într-adevăr, două rotații ω_1 și ω_2 se compun ca vectori paraleli într-o rotație rezultantă în jurul unei axe ce trece prin centrul comun de greutate. Nefiind afectat de rotații, centrul comun de greutate se poate deplasa în continuare cu viteza

liniară și uniformă $\mathbf{v} = \mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2$ (în particular ea poate fi chiar nulă), constituind astfel un sistem inerțial perfect, față de care vom raporta de-acum mișcarea celor două corpuri m și M.

Pentru aceasta vom muta axele de coordonate în centrul comun de greutate (axele copernicane) și vom presupune că acest punct geometric (fără masă) poate atrage corpurile materiale m și M cu aceeași forță a gravitației $F_N = GMm/r^2$, sub influența căreia cele două corpuri vor executa rotații în jurul acestui centru cu vitezele unghiulare ω_1 și ω_2. Evident viteza de rotație a planetei m în jurul Soarelui M nu va mai fi ω_1, ci va avea o altă valoare, care, după cum o demonstrează calculele cantitative (cap. 3), va corespunde mai bine cu cea observată, deoarece și forța gravitațională care se execută între corpurile m și M nu va mai avea valoarea inițială $F_N = GMm/r^2$, ci valoarea corectată $F = GMm\ (1 + m/M)/r^2$.

Artificiul matematic newtonian corespunde destul de bine cu datele de observație nu numai în ceea ce privește rezultatele de calcul, dar și din punct de vedere fizic: centrul comun de masă al sistemului Pămînt-Soare se găsește undeva în miezul adînc al Soarelui, la circa 500 km de centrul său geometric, așa încît observațiile asupra mișcării Pămîntului în raport cu centrul comun de masă sînt de fapt observații în raport cu centrul geometric al Soarelui. Astfel, dacă ignorăm situațiile incoerente și chiar absurde care rezultă din interpretarea fizică a procedeului matematic newtonian (cap. 3), adică dacă considerăm acest procedeu ca un simplu artificiu matematic util, putem spune că legea gravitației, a lui Newton, este valabilă numai în sisteme inerțiale galileiene.

De ce evită Newton cu orice preț referirea directă la mișcarea de rotație a corpurilor? Pe un plan mai general putem spune că aceasta rezultă cu necesitate din faptul că forțele centrifuge nu pot fi explicate de teoria newtoniană a gravitației, ele sînt încorporate *ad hoc* în această teorie, ca un *fait accompli* al naturii. Nu se cunoaște o relație între aceste forțe centrifuge și *proprietățile materiei* (ca de exemplu în cazul forțelor gravitaționale sau electromagnetice), ci numai relația dintre aceste forțe și *caracteristicile mișcării*; ele nu apar deci ca un efect al materiei, ci numai ca efect al mișcării și nici măcar al mișcării în general, ci numai al mișcării de rotație.

În consecință, fiind date corpurile în interacțiune, nu putem spune nimic *apriori* cu privire la valoarea forțelor centrifuge. De aceea Newton raportează mișcarea la acele sisteme de referință care nu au mișcări circulare, respectiv față de care nu apar incontrolabile forțe centrifuge și care sînt tocmai sistemele inerțiale galileiene plasate în centrul comun de masă.

Pare evident faptul că între principiul inerției dedus din experiență și sistemele inerțiale în general, nu există totuși o legătură prea strînsă, de vreme ce, printr-un simplu artificiu matematic, Newton a putut căpăta posibilitatea să interpreteze corect mișcările *circulare* ale planetelor. De asemenea, după cum am arătat pe larg în § 4.4, printr-un artificiu matematic cu mult mai general decît cel newtonian, Einstein a putut lărgi considerabil clasa sistemelor inerțiale galileiene (care sînt deci în repaus sau se mișcă rectiliniu și uniform), incluzînd în această clasă a sistemelor inerțiale și sistemele de referință care se mișcă — sub efect gravitațional — oricum. *Conform relativității generale există deci sisteme inerțiale care se mișcă, de exemplu, circular,* în pofida principiului inerției, care exclude expres (prin corolarul V) această mișcare. Dacă ne gîndim că aici sistemele inerțiale (generalizate) se mișcă și accelerat, înțelegem simplu că încălcarea principiului inerției, în formularea dată de Galilei și Newton, este completă!

Ce mai reprezintă atunci de fapt astfel de sisteme inerțiale care nu se mișcă nici rectiliniu și nici uniform? Dacă din formularea lui Newton ștergem cuvintele de prisos, căpătăm răspunsul cuvenit sub următorul enunț:

„Corpus omne perseverare in statu suo quiescendi vel movendi, nisi quatenus illud a viribus impressis cogitur statum suum mutare“.

„Orice corp își păstrează starea de repaus sau de mișcare, dacă nu este constrîns de forțe imprimate să-și schimbe starea sa“.

Credem că cititorul va fi de acord cu concluzia că această formulare este mai frumoasă, pentru că este cu mult mai generală, decît cea pe care o dă Newton. De fapt acest *principiu generalizat al inerției* acoperă absolut toate tipurile de mișcări posibile, deci reprezintă o *bază absolut suficientă pentru generalizarea corespunzătoare deplină a sistemelor de referință inerțiale*, după cum formularea newtoniană reprezintă o bază suficientă pentru sistemele inerțiale galileiene.

Putem oare considera mișcarea circulară o mișcare *inerțială* perfect similară mișcării rectilinii și uniforme? Dacă ne vom mărgini în cadrul strict axiomatic al teoriei newtoniene răspunsul nu poate fi decît negativ, deși un asemenea răspuns nu poate înlătura o anumită doză de ambiguitate, de incertitudine, care rezultă nu numai din exemplele pe care Newton le dă în sprijinul principiului inerției, dar și din alte pasaje ale lucrărilor sale. Dacă depășim însă cadrul strict dogmatic al acestei teorii (a se avea în vedere în primul rînd tentativa lui Einstein), cadru care a devenit pentru noi o a doua natură, răspunsul la această întrebare nu poate fi decît categoric afirmativ.

Există pentru aceasta nu numai solide argumente fizice și matematice, despre care vom vorbi pe larg în continuare, dar și foarte multe argumente de principiu. Reamintindu-ne criticile la adresa teoriei newtoniene, formulate de-a lungul timpului, observăm că, în esență, ele pot fi polarizate — într-un fel sau altul — în jurul unei probleme centrale, aceea a împărțirii arbitrare pe care o face Newton între mișcările rectilinii (relative) și cele circulare (absolute). Au fost aduse multe argumente de principiu împotriva unei asemenea împărțiri arbitrare și noi am prezentat deja o parte din aceste argumente în discuția noastră anterioară. Fără a mai relua în detaliu această problemă, vom spune numai că asemenea argumente de principiu au fost atît de concludente și convingătoare, încît toate încercările majore de a perfecționa teoria newtoniană, începînd cu Mach și terminînd cu Einstein și discipolii săi moderni, au avut ca obiectiv fundamental tocmai *relativizarea mișcării circulare.*

Din păcate, soluția propusă de Mach, deși unanim acceptată în prezent, nu a putut fi pusă concret în practică, iar cea preconizată de Einstein, deși este pusă cu succes în practică, acoperă un domeniu foarte limitat al mișcărilor, cele *efectuate exclusiv sub efect gravitațional*, conform ipotezei fundamentale a relativității generale, $m_i = m_g$. Toate acestea demonstrează însă din plin că nu există nici un motiv pentru a separa, atît de drastic cum o face Newton, mișcarea circulară de cea rectilinie.

Dacă lucrurile stau astfel, *rezultă — din principiul generalizat al inerției — că nu numai mișcarea rectilinie, dar și cea circulară a corpurilor, poate fi o mișcare inerțială perfectă*, așa cum este ea practic în teoria lui Einstein, deoarece o astfel de mișcare se conservă în absența forțelor active („imprimate“) tot atît de bine ca și cea rectilinie, după cum știm din experiență și chiar din explicația privind mișcarea sfîrlezei dată de Newton însuși în citatul de mai sus. Ni se va aduce, desigur, obiecțiunea că aici, în cazul rotației sfîrlezei, acționează totuși forțe active, adică forțele de coeziune, care nu

permit părților sfîrlezei să se desprindă de aceasta și să se deplaseze în continuare în mișcare rectilinie și uniformă. Ei bine, *există cel puțin un caz în care mișcarea circulară în jurul axei proprii a unui corp material se conservă indefinit, în absența oricăror forțe de coeziune: este mișcarea circulară indusă de vîrtej într-un fluid perfect*, adică într-un fluid lipsit tocmai de aceste forțe de coeziune.

Să demonstrăm că o astfel de mișcare se conservă un timp nelimitat. Să considerăm o curbă închisă, formată din particulele fluidului, care se mișcă odată cu fluidul (deci o curbă „fluidă") și să scriem derivata în raport cu timpul a circulației Γ, considerată între două puncte A și B ale acestei curbe,

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\oint \mathbf{v}\cdot \mathrm{d}\mathbf{s}=\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_A^B(u\mathrm{d}x+v\mathrm{d}y+w\mathrm{d}z)=$$
$$=\int_A^B\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(u\mathrm{d}x+v\mathrm{d}y+w\mathrm{d}z), \tag{7.122}$$

unde $\mathbf{v}$ (u, v, w) și ds $(\mathrm{d}x, \mathrm{d}y, \mathrm{d}z)$. Întrucît coordonatele x, y, z, ale unui punct de pe curba fluidă variază cu timpul, derivata va avea următoarea expresie:

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}t}=\int_A^B\left[\left(\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t}\mathrm{d}x+\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t}\mathrm{d}y+\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t}\mathrm{d}z\right)+(u\mathrm{d}u+v\mathrm{d}v+w\mathrm{d}w)\right], \tag{7.123}$$

deoarece

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(u\mathrm{d}x)=\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t}\mathrm{d}x+\frac{u\mathrm{d}(\mathrm{d}x)}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t}\mathrm{d}x+u\mathrm{d}u. \tag{7.124}$$

Din (7.29) deducem pentru fluidul perfect

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x},\quad \frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y},\quad \frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}, \tag{7.125}$$

astfel că înlocuind sub semnul integralei (7.123) expresiile (7.125) și ținînd cont de identitatea

$$\frac{v^2}{2}=\frac{1}{2}(u^2+v^2+w^2), \tag{7.126}$$

deci

$$\mathrm{d}\left(\frac{v^2}{2}\right)=u\mathrm{d}u+v\mathrm{d}v+w\mathrm{d}w, \tag{7.127}$$

vom putea scrie

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}t}=\int_A^B\mathrm{d}\left(\frac{v^2}{2}\right)-\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\mathrm{d}x+\frac{\partial p}{\partial y}\mathrm{d}y+\frac{\partial p}{\partial z}\mathrm{d}z\right), \tag{7.128}$$

sau

$$\frac{d\Gamma}{dt} = -\int_A^B \frac{dp}{\rho} + d\left(\frac{v^2}{2}\right). \qquad (7.129)$$

Deoarece presiunea p și viteza v sînt funcții uniforme rezultă că derivata circulației integrată pe o curbă închisă se anulează

$$\frac{d\Gamma}{dt} = 0, \qquad (7.130)$$

de unde rezultă

$$\Gamma = \text{constantă în raport cu timpul.} \qquad (7.131)$$

Așadar, *dacă fluidul se găsește la început în repaus sau în mișcare fără vîrtej, mișcarea va continua să fie fără vîrtej, iar dacă mișcarea are vîrtej el nu va dispărea, circulația lui se va menține constantă un timp nelimitat.* După cum se vede, mișcarea circulară într-un vîrtej satisface perfect principiul generalizat al inerției.

Desigur, în demonstrația noastră de mai sus noi am considerat un fluid perfect, care, neavînd coeziune, nu are nici vîscozitate, adică, în raport cu un fluid real, am omis pierderile datorate frecărilor; aceasta este însă soarta principiilor generale ale fizicii și a demonstrațiilor matematice corespunzătoare, aceea de a opera în condiții ideale. Omisiunea noastră este însă cel puțin echivalentă cu cea pe care o face Galilei atunci cînd ajunge la principiul inerției observînd mișcarea unei sfere pe o suprafață plată și rigidă. Spunem cel puțin echivalentă deoarece, din punct de vedere experimental, mișcarea într-un vîrtej se conservă practic un timp cu mult mai îndelungat decît mișcarea rectilinie a sferei lui Galilei.

Într-adevăr, încă de multă vreme vîrtejurile au atras atenția asupra lor nu numai prin aceea că ele apar spontan, foarte frecvent și în ocazii foarte diferite, dar mai ales pentru că ele se dovedesc a fi *structuri care își păstrează — în condițiuni fizice reale — individualitatea specifică un timp îndelungat.* Un vîrtej „banal", care apare într-un bazin cu apă, poate dura de la cîteva secunde la cîteva minute. Dacă încercăm să punem în evidență și să urmărim structura sa internă, injectînd o cantitate mică de cerneală în apă, vom constata că această structură specifică se menține un timp oarecare și după ce vîrtejul pare să fi difuzat în masa fluidului înconjurător. Trombele de aer care apar în anumite condițiuni în atmosferă pe timp călduros, pot dura zeci de minute sau chiar ore. Alte asemenea vîrtejuri, cicloanele și taifunurile, extinse de data aceasta la scară planetară, pot dura zile întregi sau chiar săptămîni.

Cicloanele sînt vîrtejuri rezultate din interacțiunea dintre aerul cald și cel rece în regiunea fronturilor atmosferice polare, care se rotesc întotdeauna (în emisfera nordică) *în sens invers acelor ceasornicului* (să reținem acest amănunt pentru discuția noastră ulterioară). Ele se desprind din fronturile polare și se îndreaptă spre zonele temperate, fiind purtate spre est de vînturile de vest, care bat, la aceste latitudini, cu viteze medii de circa 1000 km pe zi. Un ciclon format, de exemplu, pe coasta de vest a Americii, poate ajunge în decurs de o săptămînă pe coasta de est a Asiei. La fel sînt taifunurile, mult mai violente decît cicloanele, dar *rotindu-se în același sens,* care se formează în regiunile oceanice subtropicale și se îndreaptă spre regiunile temperate cu viteze de 2000 km pe zi. Viteza lor de rotație poate atinge circa 500 m/s,

iar depresiunea creată în zona centrală poate absorbi cu ușurință tot felul de obiecte foarte grele.

Există chiar vîrtejuri cu activitate permanentă (anafoare), de pildă pe brațul Chilia al Dunării, unde după un cot accentuat (Ceatalchioi) apa formează un vîrtej permanent, care produce pe fundul fluviului pîlnii de eroziune cu adîncimi pînă la 30 m. Aceasta ca să nu mai vorbim de vîrtejul solar, care durează de cel puțin 5 miliarde de ani sau de cel galactic care are „vîrsta" universului!

Tendința vîrtejurilor reale de a-și păstra mișcarea caracteristică un timp îndelungat în ciuda frecărilor și pierderilor de tot felul, atrage atenția în mod deosebit și plasează această mișcare specifică în acea categorie de mișcări din care nu mai face parte decît mișcarea rectilinie și uniformă a lui Galilei. Mișcarea unui vîrtej este deci o mișcare inerțială perfectă și nu există nici un motiv pentru a o separa din acest punct de vedere de cea rectilinie și uniformă.

Nici un motiv? Dar forțele centrifuge care apar *numai* în mișcarea circulară și ne fac să simțim efectiv că o astfel de mișcare nu este inerțială? Acesta este un argument foarte serios (Newton îl consideră decisiv), practic o dilemă desăvîrșită pentru toți cei care s-au aventurat vreodată pe acest tărîm al mecanicii. Dintre toți aceștia numai Einstein a putut să dea un răspuns coerent în orice caz un răspuns eficace, imaginînd un spațiu curb (cel riemannian), a cărui curbură „preia" automat aceste forțe centrifuge. În relativitatea generală planeta m se mișcă inerțial pe suprafața (strîmbă) gaussiană deformată local de masa M a Soarelui, la fel cum sfera lui Galilei se mișcă inerțial pe o suprafață plată rigidă. Desigur suprafața gaussiană de mai sus nu are nimic comun cu suprafața materială pe care a experimentat Galilei, ea nu este decît un concept matematic și nu știm dacă aflîndu-ne pe planeta m în spațiul riemannian am simți sau nu forțele de inerție, dar din punct de vedere matematic, lucrurile se aranjează astfel încît rezultatele furnizate de relativitatea generală sînt, așa cum am văzut, eficace.

În orice caz, în spațiul nostru cel de toate zilele, adică în spațiul euclidian, forțele centrifuge din mișcarea de rotație sînt simțite și de copiii care merg la călușei. Alternativa lui Einstein nu merge în nici un fel aici, deoarece, după cum știm, spațiul euclidian este un spațiu „plat", adică fără curbură. Putem, evident, să atribuim *ad hoc* aceste forțe centrifuge insesizabilului spațiu absolut, dar cu asta nu rezolvăm nimic, deoarece ne întoarcem iarăși la teoria lui Newton.

Și totuși Newton nu are dreptate atunci cînd consideră că forțele centrifuge sînt caracteristice mișcărilor circulare, adică atunci cînd consideră că aceste forțe apar în *toate* mișcările circulare. Cel puțin una dintre aceste mișcări circulare trebuie exceptată de la regula generală și aceasta este, din nou, mișcarea într-un vîrtej. Într-adevăr, *într-o mișcare de vîrtej nu există forțe centrifuge.*

Să considerăm mișcarea unei particule materiale în cîmpul unui vîrtej. Ecuația de mișcare (7.95) arată că dacă particula face parte din substanța fluidului ($\gamma = 0$ conform cu (7.96)), traiectoria sa va fi un cerc avînd ecuația (7.103). Energia potențială eficace a mișcării într-un cîmp de forțe centrale este

$$U_{ef} = U(r) + \frac{mC^2}{2r^2}$$

și reprezintă suma dintre energia potențială a particulei și energia sa centrifugă, care limitează în general domeniul de mișcare al particulei în raport

cu centrul. În cazul vîrtejului valoarea acestei energii eficace este dată de relația (7.115) adică

$$U_{ef} = \frac{mC^2}{2r^2}\gamma, \tag{7.132}$$

care pentru $\gamma = 0$ (caracteristică mișcării vîrtejului) devine nulă.

Putem trage de aici următoarele două concluzii:

a) că mișcarea într-un vîrtej este permisă în întreg spațiul $0 \leqslant r \leqslant \infty$, ceea ce indică fizic absența forțelor centrifuge care limitează în general domeniile mișcării circulare (7.119),

b) că forțele centrifuge sînt efectiv anulate în această mișcare prin condiția $\gamma = 0$, deoarece primul factor din membrul al doilea al relației (7.132) reprezintă chiar forțele centrifuge F_c, care derivă din potențialul $U_c = mC^2/2r^2$ conform relației

$$F_c = -\frac{\partial U_c}{\partial r} = -\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{mC^2}{2r^2}\right) = \frac{mC^2}{r^3}. \tag{7.133}$$

Așadar, în conformitate cu conceptele unanim acceptate ale fizicii și fără a adăuga nici un fel de ipoteză sau principii suplimentare, sîntem conduși la concluzia că *mișcarea circulară într-un vîrtej se conservă indefinit în absența oricăror forțe imprimate și că într-o astfel de mișcare nu există forțe centrifuge.* Prin urmare, *vîrtejul reprezintă un sistem inerțial perfect.* Există evident o infinitate de sisteme inerțiale echivalente care se mișcă circular și uniform în raport cu vîrtejul. Vom numi toată această clasă de sisteme echivalente, sisteme *vortex-inerțiale.*

Trebuie să atragem atenția asupra faptului că forțele $\mathbf{F}_v$ și $\mathbf{F}_\theta$ despre care am discutat în § 7.3 nu reprezintă concepte convenționale, ci propriile noastre interpretări cu privire la mișcarea într-un vîrtej; cum noi urmărim aici generalizarea sistemelor inerțiale convenționale, adică a celor galileiene, această generalizare trebuie considerată numai în raport cu conceptele și reprezentările clasice. Dealtfel, așa cum am arătat pe larg în capitolul 4, artificiile matematice care conduc la inerțializarea mișcării gravitaționale sînt întotdeauna echivalente cu adăugarea unor legi de forțe corective, la legea gravitației a lui Newton; de la această regulă nu poate face excepție, evident, nici gravitovortexul.

Pentru a înțelege și mai bine sensul celor de mai sus, să scriem teorema energiei sub forma

$$\frac{1}{2}\,\mathrm{d}(mv^2) = \mathbf{F}\cdot \mathrm{d}\mathbf{r}. \tag{7.134}$$

unde $\mathbf{F}$ reprezintă forța activă aplicată particulei de masă m, pe care o putem scrie astfel

$$\frac{1}{2}\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(mv^2) = F\,\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}\cdot \tag{7.135}$$

Expresia vitezei $\mathbf{v}$ a particulei în coordonate polare este

$$v^2 = \dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2 = \dot{r}^2 + r^2\omega^2, \tag{7.136}$$

sau

$$v^2 = \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2. \tag{7.137}$$

Deoarece

$$C = r^2\dot{\theta} = r^2 \frac{d\theta}{dt}, \tag{7.138}$$

avem

$$v^2 = \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{C^2}{r^2}. \tag{7.139}$$

Să substituim expresia pătratului vitezei (7.139) în relaţia (7.135); vom avea

$$\frac{m}{2} \frac{d}{dt}\left[\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{C^2}{r^2}\right] = F\frac{dr}{dt} \tag{7.140}$$

şi efectuînd derivarea

$$\frac{m}{2}\left[2\frac{d^2r}{dt^2} - \frac{2C^2}{r^3}\right]\frac{dr}{dt} = F\frac{dr}{dt}. \tag{7.141}$$

Simplificînd cu dr/dt şi cu 2, rezultă

$$m\left(\frac{d^2r}{dt^2} - \frac{C^2}{r^3}\right) = F \tag{7.142}$$

sau

$$m\frac{d^2r}{dt^2} = F + \frac{mC^2}{r^3} \tag{7.143}$$

Ecuaţia (7.143) defineşte *mişcarea particulei m de-a lungul razei vectoare*; se observă că în afara forţei centrale F, care în cazul vîrtejului sau al cîmpului gravitaţional newtonian este o forţă atractivă (semn minus), mai apare forţa centrifugă mC^2/r^3. Înlocuind în această ecuaţie valoarea forţei centrale F în cazul vîrtejului

$$F_v = -\frac{m}{\rho'}\frac{\rho\Gamma^2}{4\pi^2}\frac{1}{r^3}, \tag{7.144}$$

avem

$$m\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{mC^2}{r^3}\left(1 - \frac{\rho\Gamma^2}{4\pi^2\rho' C^2}\right), \tag{7.145}$$

sau, ţinînd cont de (7.96),

$$m\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{mC^2}{r^3}\gamma, \tag{7.146}$$

care, pentru $\gamma = 0$, devine

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = 0. \tag{7.147}$$

În perfect acord cu cele demonstrate anterior, constatăm și de aici că *în mișcarea vîrtejului nu există nici forțe active și nici forțe centrifuge, iar mișcarea particulelor vîrtejului este într-adevăr o mișcare inerțială perfectă, mai precis o mișcare vortex inerțială*. Subliniem faptul că relația (7.143) nu reprezintă o mișcare dată, ci este o relație generală și nu este valabilă numai într-un punct sau altul din cîmpul vîrtejului, ci este valabilă în întreg cîmpul. Se vede clar faptul că într-un vîrtej se realizează natural și efectiv dezideratul lui Einstein privind „egalitatea de esență dintre forțele de gravitație și cele de inerție“ (în teoria noastră forța dată de relația (7.144) este o forță gravitațională).

În felul acesta, cu ajutorul vortexului, putem relativiza complet mișcarea circulară, deoarece o mișcare circulară inerțială este echivalentă (prin relațiile Lorentz) cu oricare altă mișcare similară. Dealtfel, după cum vom vedea mai departe, se poate demonstra că, într-o primă aproximație, $\gamma = \sqrt{1 - v_1^2/v_2^2}$ unde v_1 este viteza de rotație a particulei de probă, iar v_2 viteza de rotație a vîrtejului, relație care în cazul $v_2 = c$, devine chiar $\gamma = \sqrt{1 - v^2/c^2}$.

De fapt noi am obținut în felul acesta o generalizare absolută a clasei sistemelor inerțiale, deoarece orice mișcare imaginabilă poate rezulta din compunerea unei mișcări rectilinii și a unei mișcări circulare. În consecință, *sistemele gravitovortex vor fi ele însele sisteme inerțiale generalizate*, așa cum rezultă și din principiul generalizat al inerției și din demonstrațiile care urmează.

Să demonstrăm mai întîi că mișcarea inerțială a vîrtejului nu se schimbă dacă intervin forțele masice presupuse de gravitovortex, conform relației (7.9). Proiecțiile acestei relații pe axele de coordonate sînt

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= X - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{dv}{dt} &= Y - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}, \\ \frac{dw}{dt} &= Z - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}, \end{aligned} \tag{7.148}$$

unde X, Y, Z reprezintă componentele forței „exterioare“, în cazul nostru ale gravitației $\mathbf{F}(X, Y, Z)$. În aceste condiții ecuația (7.128) va deveni

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \int_A^B (X dx + Y dy + Z dz) - \frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz\right) + d\left(\frac{v^2}{2}\right). \tag{7.149}$$

Dar forța $\mathbf{F}$ derivă din potențialul gravitațional newtonian U, care este o funcție uniformă, astfel încît putem scrie

$$\frac{d\Gamma}{dt} = -\int_A^B \left[dU + \frac{dp}{\rho} - d\left(\frac{v^2}{2}\right)\right], \tag{7.150}$$

sau, funcţiile U, p, v fiind, de asemenea, uniforme,

$$\frac{d\Gamma}{dt} = 0 \tag{7.151}$$

şi deci

$$\Gamma = \text{const.} \tag{7.152}$$

Acest rezultat este enunţat de cunoscuta teoremă pe care Thomson a formulat-o în 1927:

„Într-un fluid perfect şi incompresibil aflat în mişcare, circulaţia de-a lungul unei curbe fluide închise se menţine constantă în timp, dacă nu intervin alte forţe exterioare decît cele masice, care derivă dintr-un potenţial uniform".

Teorema lui Thomson apare ca o generalizare a unei teoreme mai vechi enunţată de Lagrange astfel:

„Într-un fluid perfect, supus la forţe masice care derivă dintr-un potenţial, dacă densitatea este funcţie numai de presiune şi dacă la un moment dat vitezele într-o porţiune a fluidului derivă dintr-un potenţial, în orice alt moment ele vor deriva din aceeaşi funcţie de potenţial".

Rezultă de aici că prezenţa forţei gravitaţionale newtoniene în cîmpul unui vîrtej (cîmpul gravitovortex) nu numai că nu modifică mişcarea vortex-inerţială a vîrtejului, dar este — conform teoremelor Thomson-Lagrange — compatibilă cu această mişcare în modul cel mai natural posibil. Se poate spune deci că *gravitovortexul este într-adevăr un sistem inerţial generalizat. În consecinţă, se poate demonstra că prezenţa vortexului alături de forţa gravitaţională newtoniană în cadrul gravitovortexului nu modifică în nici un fel mişcarea inerţială galileiană a centrului comun de greutate*, mişcare care joacă, după cum se ştie, un rol cardinal în teoria gravitaţiei a lui Newton; demonstraţia care urmează este absolut generală.

Putem astfel considera un număr oarecare de fire de vîrtej paralele cu axa Oz, înconjurate de un fluid ocupînd un spaţiu nelimitat. Urmele firelor de vîrtej pe planul de proiecţie xOy fiind puncte izolate care induc viteze de rotaţie (vîrtejuri punctuale), mişcările fluidului sînt identice în planuri paralele cu xOy, deci problema se poate trata ca o mişcare plană.

Fie (fig. 44), M_k unul din cele n vîrtejuri punctuale date şi $P(x, y)$ un punct oarecare în care se caută viteza indusă. În cazul unui singur vîrtej, de circulaţie Γ_k, mişcarea fluidului în planul xOy este dată de potenţialul complex

$$f(z) = \varphi + i\psi = -\frac{i\Gamma_k}{2\pi}\ln(z - z_k) = -\frac{i\Gamma_k}{2\pi}\ln[(x - x_k) + i(y - y_k)], \tag{7.153}$$

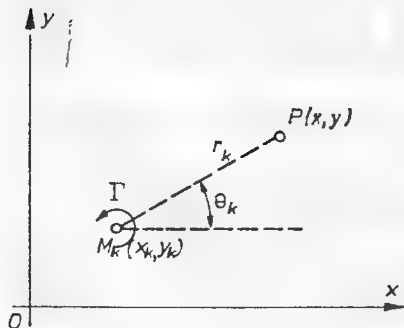


Fig. 44. Fire de vîrtej liniare şi paralele în fluid nerotaţional.

de unde se deduce

$$\varphi = \frac{\Gamma_k}{2\pi}\,\theta_k = \frac{\Gamma_k}{2\pi}\,\mathrm{arctg}\,\frac{y - y_k}{x - x_k} \tag{7.154}$$

și

$$\psi = -\frac{\Gamma_k}{2\pi}\ln r_k. \tag{7.155}$$

Componentele u_k și v_k ale vitezei induse în P de vîrtejul punctual M_k sînt deci

$$u_k = \frac{\partial\varphi}{\partial x} = -\frac{\Gamma_k}{2\pi}\,\frac{y - y_k}{r_k^2}, \tag{7.156}$$

$$v_k = \frac{\Gamma_k}{2\pi}\,\frac{x - x_k}{r_k^2}, \tag{7.157}$$

în care

$$r_k = \overline{MP} = \sqrt{(x - x_k)^2 + (y - y_k)^2}. \tag{7.158}$$

Pentru toate celelalte n vîrtejuri componentele vitezei induse se obțin prin însumare

$$u = -\frac{1}{2\pi}\sum_1^n \Gamma_k\,\frac{y - y_k}{r_k^2}, \tag{7.159}$$

$$v = -\frac{1}{2\pi}\sum_1^n \Gamma_k\,\frac{x - x_k}{r_k^2}. \tag{7.160}$$

Viteza indusă în punctul M_1, centrul vîrtejului punctual M_1, de către celelalte vîrtejuri va fi

$$u_1 = -\frac{1}{2\pi}\left(\Gamma_2\,\frac{y_1 - y_2}{r_{12}^2} + \Gamma_3\,\frac{y_1 - y_3}{r_{13}^2} + \ldots\right) \tag{7.161}$$

și relații analoage pentru $u_2, u_3, \ldots u_k$ se pot obține în același mod.

Așadar, între vîrtejurile punctuale se exercită acțiuni reciproce, viteza într-un vîrtej punctual fiind influențată de toate celelalte vîrtejuri, conform cu intensitățile lor (Γ) și cu distanțele reciproce (r). Lucrurile se petrec deci absolut similar ca în cazul mișcării perturbate din teoria gravitației, a lui Newton. Exact ca în această teorie avem și în gravitovortex un „punct privilegiat" în spațiu a cărui mișcare nu este influențată de acțiunea vîrtejurilor: *este centrul comun de greutate.*

Pentru aflarea acestui „punct privilegiat" să înmulțim ecuațiile (7.161) respectiv cu $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \ldots$ și să le adunăm

$$\sum \Gamma_k u_k = -\frac{\Gamma_1}{2\pi}\left(\Gamma_2\,\frac{y_1 - y_2}{r_{12}^2} + \Gamma_3\,\frac{y_1 - y_3}{r_{13}^2} + \ldots\right) -$$

$$-\frac{\Gamma_2}{2\pi}\left(\Gamma_1\,\frac{y_2 - y_1}{r_{12}^2} + \Gamma_3\,\frac{y_2 - y_3}{r_{23}^2} + \ldots\right) - \ldots \tag{7.162}$$

Termenii membrului al doilea se anulează cîte doi astfel că

$$\sum_{1}^{n} \Gamma_k u_k = \Gamma_1 u_1 + \Gamma_2 u_2 + \ldots + \Gamma_n u_n = 0. \tag{7.163}$$

Tot astfel putem deduce că

$$\sum_{1}^{n} \Gamma_k v_k = 0. \tag{7.164}$$

Cum

$$u_k = \frac{\mathrm{d}x_k}{\mathrm{d}t}, \qquad v_k = \frac{\mathrm{d}y_k}{\mathrm{d}t}, \tag{7.165}$$

relaţiile precedente se pot scrie

$$\sum_{1}^{n} \Gamma_k \frac{\mathrm{d}x_k}{\mathrm{d}t} = 0, \qquad \sum_{1}^{n} \Gamma_k \frac{\mathrm{d}y_k}{\mathrm{d}t} = 0, \tag{7.166}$$

de unde rezultă prin integrare

$$\sum_{1}^{n} \Gamma_k x_k = \text{const}, \qquad \sum_{1}^{n} \Gamma_k y_k = \text{const}. \tag{7.167}$$

Dar vîrtejurile punctuale M_k reprezintă în gravitovortex şi masele corpurilor materiale aflate în interacţiune gravitaţională. Dacă aceste mase sînt egale sau proporţionale cu Γ_k, centrul de greutate al acestor mase are coordonatele x_0 şi y_0 date de relaţiile

$$x_0 = \frac{\sum \Gamma_k x_k}{\sum \Gamma_k}, \qquad y_0 = \frac{\sum \Gamma_k y_k}{\sum \Gamma_k}. \tag{7.168}$$

Comparînd între ele relaţiile (7.167) şi (7.168) rezultă că x_0 şi y_0 sînt constante.

Prin urmare, *prezenţa vîrtejurilor în gravitovortex, alături de forţa gravitaţională newtoniană, nu afectează cu nimic poziţia şi deci mişcarea (nulă sau rectilinie şi uniformă) a centrului comun de greutate. Legile gravitovortexului vor fi deci valabile în aceleaşi sisteme inerţiale în care sînt valabile şi legile teoriei gravitaţiei a lui Newton; această concluzie era dealtfel evidentă, deoarece, aşa cum am demonstrat, gravitovortexul reprezintă un sistem inerţial generalizat.*

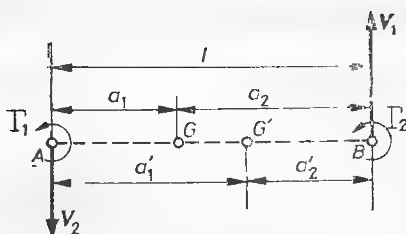


Fig. 45. Interacțiunea dintre două fire de vîrtej paralele, de același sens.

Studiul cîtorva cazuri particulare permite să înțelegem mai bine interacțiunile dintre vîrtejuri și mișcările care rezultă din acestea. Dacă sistemul de vîrtejuri se reduce la două, avînd Γ_1 și Γ_2 de același sens, punctul B (fig. 45) se va mișca cu viteza indusă numai de vîrtejul Γ_1

$$v_1 = \frac{\Gamma_1}{2\pi l}, \tag{7.169}$$

iar punctul A se va mișca cu viteza indusă de vîrtejul Γ_2,

$$v_2 = \frac{\Gamma_2}{2\pi l}. \tag{7.170}$$

Viteza de rotație în jurul lui A, corespunzînd vitezei v_1, este

$$\frac{\Gamma_1}{2\pi l^2} \tag{7.171}$$

și viteza de rotație în jurul lui B, corespunzînd vitezei v_2, este

$$\frac{\Gamma_2}{2\pi l^2}, \tag{7.172}$$

deci aceste viteze de rotație sînt proporționale cu Γ_1 și Γ_2. Se știe că două rotații de același sens se compun, ca vectori paraleli, într-o rotație rezultantă în jurul unei axe care trece prin centrul de greutate al vectorilor Γ_1 și Γ_2, definit prin relația

$$\Gamma_1 a_1 = \Gamma_2 a_2. \tag{7.173}$$

Așadar, *vîrtejurile punctuale se vor roti în jurul centrului comun de greutate* G, păstrînd între ele distanța l și raportul $a_1/a_2 = \text{const}$, exact la fel cum fac și masele în teoria lui Newton (cap. 3). Interesant este, de asemenea, faptul că substanța însăși nu are viteză nulă în G, ci în punctul G' definit prin condiția ca viteza indusă de ambele vîrtejuri să fie nulă

$$\frac{\Gamma_1}{2\pi a_1'} = \frac{\Gamma_2}{2\pi a_2'}; \tag{7.174}$$

rezultă

$$\frac{a_1'}{a_2'} = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} = \frac{a_2}{a_1}, \tag{7.175}$$

adică punctul G' este simetric cu G față de mijlocul segmentului $\overline{AB}$.

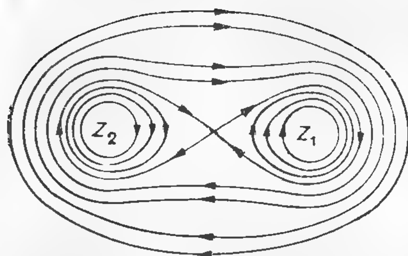


Fig. 46. Liniile de curent produse de interacțiunea a două vîrtejuri paralele, egale și de același sens.

În fig. 46 se prezintă liniile de curent ale mișcării datorate interacțiunii a două vîrtejuri de intensități egale Γ. Potențialul complex al mișcării este

$$f(z) = \frac{\Gamma}{2\pi i}\ln(z - z_1) + \frac{\Gamma}{2\pi i}\ln(z - z_2) = \frac{\Gamma}{2\pi i}\ln[(z - z_1)(z - z_2)]. \quad (7.176)$$

Punînd

$$z - z_1 = r_1 e^{i\theta_1} \quad (7.177)$$

și

$$z - z_2 = r_2 e^{i\theta_2}, \quad (7.178)$$

rezultă

$$f = \frac{\Gamma}{2\pi i}[\ln r_1 r_2 + i(\theta_1 - \theta_2)]. \quad (7.179)$$

Liniile de curent se obțin separînd partea imaginară, ceea ce revine la a egala $\ln r_1 r_2$ cu o constantă, adică

$$\text{const} = r_1^2 r_2^2 = [(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2][(x - x_2)^2 + (y - y_2)^2]. \quad (7.180)$$

Aceste curbe (fig. 46) reprezintă o familie de lemniscate.

Dacă sistemul de vîrtejuri paralele se reduce la două vîrtejuri egale și de semne contrare (fig. 47)

$$\Gamma_1 = \Gamma_2, \quad (7.181)$$

centrul de rotație G este aruncat la infinit și cele două rotații se compun într-o *translație* a cărei viteză este

$$v = -\frac{\Gamma}{2\pi l}. \quad (7.182)$$

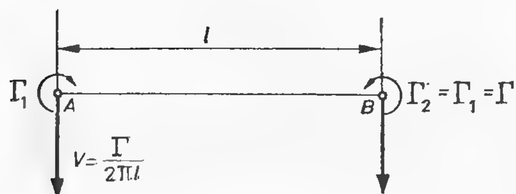


Fig. 47. Interacțiunea dintre două fire de vîrtej paralele, egale și de sensuri contrare.

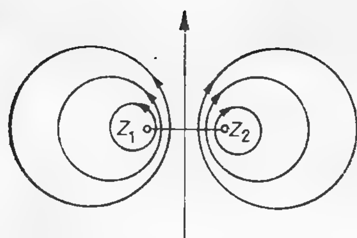


Fig. 48. Liniile de curent produse de interacţiunea a două vîrtejuri paralele, egale şi de sensuri contrare.

Cu această viteză se mişcă vîrtejurile punctuale; substanţa fluidului are viteze diferite. Astfel, în mijlocul segmentului $\overline{AB}$ substanţa se mişcă cu viteza

$$-\frac{\Gamma_1}{2\pi l/2}-\frac{\Gamma_2}{2\pi l/2}=-\frac{2\Gamma}{\pi l}, \tag{7.183}$$

adică are de patru ori viteza de translaţie a vîrtejurilor.

În figura 48 se prezintă liniile de curent ale mişcării datorate interacţiunii a două vîrtejuri egale şi de semne contrarii. Potenţialul complex este

$$f(z)=\frac{\Gamma}{2\pi \mathrm{i}}\ln(z-z_1)-\frac{\Gamma}{2\pi \mathrm{i}}\ln(z-z_2) \tag{7.184}$$

sau

$$f(z)=\frac{\Gamma}{2\pi \mathrm{i}}\ln\frac{z-z_1}{z-z_2}=\frac{\Gamma}{2\pi \mathrm{i}}\ln\left[\frac{r_1}{r_2}\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\theta_1-\theta_2)}\right]; \tag{7.185}$$

se poate demonstra uşor că acestea sînt cercurile Appolonius. Perpendiculara pe distanţa $Z_1\ Z_2$ la mijlocul ei este, de asemenea, o linie de curent. Similar se pot studia interacţiunile dintre orice sisteme de vîrtejuri.

Particularităţi interesante şi semnificative din punctul de vedere al discuţiei noastre prezintă comportarea vîrtejurilor inelare (fig. 49), care rămîne totuşi analoagă cu cea a cuplurilor de vîrtej. Dacă vom considera un inel circular de diametru D şi cu nucleul de diametru d, două segmente simetrice $\overline{AA'}$ şi $\overline{BB'}$ se comportă ca două tuburi paralele, deci ele se influenţează reciproc şi conduc la o mişcare de translaţie a inelului în sensul V (fig. 49). Datorită simetriei radiale, efectul este asemănător pentru întreg inelul.

Dacă considerăm două inele paralele avînd acelaşi sens de rotaţie (fig. 50), interacţiunea lor va fi ca între două vîrtejuri punctuale de acelaşi sens de rotaţie, adică segmentele proiectate în A şi C se rotesc unul în jurul celuilalt, păstrînd distanţa egală; aceasta face ca inelul CD să se lărgească, iar inelul

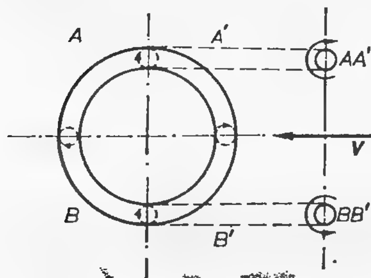


Fig. 49. Vîrtej inelar.

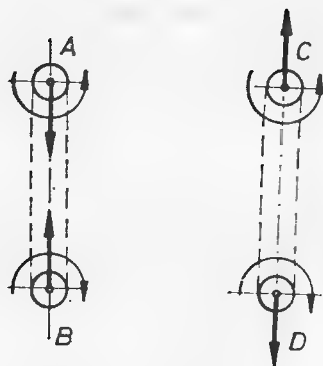


Fig. 50. Interacţiunea dintre două vîrtejuri inelare de acelaşi sens de rotaţie.

AB să se strîmteze. Cu cît însă un inel are diametrul mai mic, cu atît viteza proprie de translaţie creşte (7.182). Rezultă că inelul AB se apropie de CD şi se strîmtează, iar inelul CD se lărgeşte şi îşi încetineşte translaţia. Apoi inelul AB trece prin CD, care începe la rîndul său, să se strîmteze şi să se accelereze, în timp ce AB se lărgeşte şi se decelerează.

Avem aici, în aceste mişcări, ca dealtfel şi în celelalte mişcări caracteristice vîrtejurilor, *o ilustrare fizică de visu a legăturii inextricabile dintre mişcarea de rotaţie şi cea de translaţie, care se transformă una în alta păstrînd constantă cantitatea totală de mişcare,* la fel cum energia cinetică şi cea potenţială a unui pendul se transformă una într-alta păstrînd constantă cantitatea de energie totală a sistemului. Aceasta pune în evidenţă în mod pregnant, pe de o parte, echivalenţa naturală dintre mişcarea de translaţie şi cea de rotaţie în cadrul sistemelor vortexinerţiale, iar, pe de altă parte, faptul că neglijarea mişcărilor planetare de rotaţie în jurul axelor proprii — în cadrul teoriilor actuale ale gravitaţiei — nu poate duce la o imagine coerentă şi, cu atît mai puţin, la o reprezentare exactă, a mişcării în cadrul marilor sisteme cosmice ca, de exemplu, în sistemul nostru solar.

Dacă cele două inele au rotaţii inverse, ele se apropie, dar totodată se lărgesc, ceea ce le încetineşte apropierea reciprocă, astfel că nu ajung în timp finit să se atingă (fig. 51). Acelaşi lucru se întîmplă în cazul apropierii unui inel de un perete plan, deoarece el se găseşte întrucîtva în cazul unei jumătăţi din schema celor două inele de sens contrar. *Se observă şi aici acea mişcare cu expansiune-contracţie care este o mişcare comună şi caracteristică într-un vîrtej.*

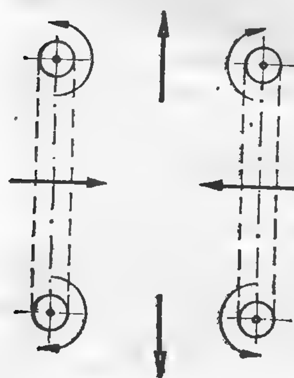


Fig. 51. Interacţiunea dintre două vîrtejuri inelare de sensuri contrare.

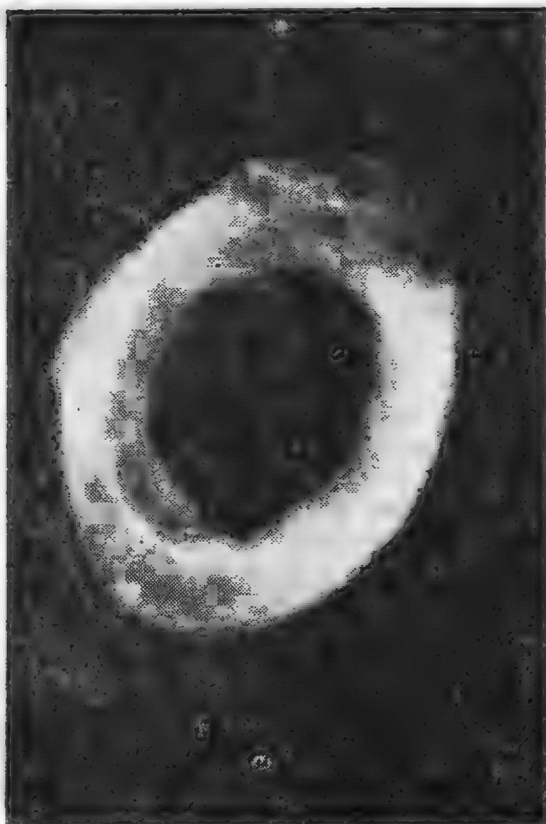


Fig. 52. Nebuloasă inelară.

Poate că cititorul care a analizat cele cîteva fotografii ale nebuloaselor spirale, prezentate de noi, sau miile de asemenea fotografii prezentate în splendidele atlase moderne, s-a convins că o galaxie spirală este într-adevăr un uriaş vîrtej cosmic, dar el consideră că un vîrtej inelar, de tipul celui analizat mai sus, nu poate fi decît o construcţie teoretică sau cel mult un fenomen de laborator. Este adevărat că un fumător experimentat poate produce asemenea rotocoale cu fumul unei ţigări şi că în laborator ele pot fi produse cu ajutorul unui dispozitiv simplu, dar tot atît de adevărat este faptul că vîrtejurile inelare pot fi văzute frecvent şi în cosmos, sub forma unor uriaşe formaţiuni nebulare (fig. 52). Aşa cum am mai spus, fenomenul vîrtej, cu multiplele şi variatele sale aspecte este un fenomen cosmic universal.

Rezumînd discuţia noastră de mai sus putem trage următoarele concluzii.

1. Mişcarea circulară într-un vîrtej este o mişcare perfect inerţială deoarece:

— este permisă în întreg spaţiul din jurul centrului mişcării;

— continuă un timp nelimitat, în absenţa oricăror forţe active;

— nu există forţe centrifuge;

sistemul vîrtejului reprezintă ceea ce am numit sistem vortexinerţial.

2. Inerţializarea mişcării rotaţionale în cadrul sistemelor vortexinerţiale, alături de sistemele inerţiale galileiene, permite — în cadrul unei teorii a gravitaţiei de tipul gravitovortexului — o generalizare absolută a sistemelor de referinţă inerţiale, deoarece orice mişcare imaginabilă rezultă din translaţii şi rotaţii. *Sistemul gravitovortex reprezintă deci un sistem inerţial generalizat.*

3. În consecință, legile gravitovortexului vor fi valabile și în sistemele inerțiale de referință în care sînt valabile legile teoriei gravitației a lui Newton, adică în sistemele galileiene de referință plasate în centrele comune de greutate. *De aceea utilizarea mecanicii newtoniene ca și completarea și dezvoltarea ei în cadrul gravitovortexului, vor fi — din punct de vedere principial — legitime și coerente.*

4. Deoarece gravitovortexul reprezintă un sistem inerțial generalizat, legile sale rămîn valabile în sisteme de referință care se mișcă oricum și, în consecință, vor fi *echivalente cu cele ale teoriei relativității generale*, care, pe o altă cale, obține aceeași generalizare a sistemelor inerțiale; vom regăsi această echivalență, în diverse ipostaze, pe întreg parcursul lucrării de față.

5. Să remarcăm faptul că *generalizările naturale obținute în gravitovortex nu sînt legate în nici un fel de condiția restrictivă a egalității dintre masa inertă și masa grea*, condiție care împietează profund — așa cum am văzut pe larg în capitolele anterioare — asupra posibilităților practice ale acestei teorii. Acest „amănunt decisiv" ne va permite ulterior să facem un pas înainte în raport cu teoria lui Einstein, care ne va conduce la explicarea multor fenomene inaccesibile teoriilor actuale ale gravitației.

O mică mostră a acestor posibilități o putem oferi cititorului chiar în acest stadiu al pledoariei noastre. Așa cum am arătat în § 4.4.1, teoria relativității restrînse nu poate explica coerent rezultatul *perfect negativ* al experiențelor de tipul Michelson-Morley, deoarece mișcarea de revoluție a Pămîntului nu este o mișcare perfect inerțială în sens galileian (fiind totuși o mișcare de rotație); or, transformările Lorentz, cu care operează această teorie, ca și cadrul său conceptual general, nu sînt valabile decît pentru sistemele perfect inerțiale, galileiene. Prin urmare, la nivelul preciziei foarte înalte pe care l-au atins asemenea experimente, mișcarea neinerțială a Pămîntului în jurul Soarelui ar fi trebuit totuși să fie pusă în evidență, fără ca un eventual rezultat pozitiv să pună în discuție bazele relativității restrînse; dimpotrivă, un anumit rezultat pozitiv care ar măsura gradul de „neinerțialitate" galileiană a mișcării Pămîntului, ar fi un argument categoric în favoarea acestei teorii.

Numai că *experimentele din ce în ce mai precise nu au reușit să pună în evidență o astfel de neinerțialitate.* Începînd din anul 1897 cuplul Michelson-Morley a experimentat în continuare timp de opt ani. Dayton C. Miller, membru al Academiei Americane de Științe, a executat zeci de mii de asemenea experiențe, pînă la moartea sa în 1941. Alte grupuri de oameni de știință de prima mînă au abordat același experiment, ale cărui rezultate mereu negative începuseră să devină stînjenitoare: Ludwik Silberstein (1924), Roy J. Kennedy (1928), Louis Essen (1948) etc. Charles H. Townes a executat în perioada 1958—1960 în laboratoarele de cercetări I.B.M. Watson, de la Universitatea din Columbia, ceea ce s-a numit „cea mai precisă experiență de fizică din istorie" cu ajutorul unor masere: precizia atinsă a fost o parte dintr-o mie de miliarde! Toate aceste experimente au confirmat, fără excepție, rezultatul obținut de Michelson acum aproape 100 de ani!

Rezultă de aici că mișcarea circulară de revoluție a Pămîntului este efectiv o mișcare perfect inerțială, dar nu una galileiană, cum consideră relativitatea restrînsă, ci una vortexinerțială. Rezultatele negative ale experienței Michelson, în condițiile creșterii nelimitate a preciziei de determinare. nu pot fi explicate decît prin perfecta inerțializare a mișcării circulare, adică prin gravitovortex.

7.5. LEGEA FORŢELOR ŞI STRUCTURA CÎMPULUI ŞI A MIŞCĂRII ÎN GRAVITOVORTEX

În capitolele anterioare am arătat pe larg cum fiecărui procedeu matematic de inerţializare a mişcării gravitaţionale îi corespunde, din punct de vedere fizic, adăugarea unor forţe corective la legea gravitaţiei, a lui Newton. Aşa stau lucrurile în teoria lui Newton, a lui Lense, a lui Lorentz şi a lui Einstein; gravitovortexul nu face nici o excepţie de la această regulă. Singura deosebire este poate aceea că aici forţele corective au un caracter fizic foarte concret, aşa cum numai forţa corectivă a lui Lorentz îl mai are.

Conform cu indicaţia metodologică a lui Lagrange, forţele se evaluează din cantitatea de mişcare imprimată. Newton a evaluat forţa sa de gravitaţie din următoarea ecuaţie a mişcării

$$\mathbf{F}_N = m\frac{d\mathbf{v}}{dt}, \tag{7.186}$$

unde membrul drept reprezintă chiar cantitatea de mişcare imprimată. Deoarece în gravitovortex ecuaţia generală a mişcării (7.9) în cazul unei particule de masă m şi de densitate ρ' devine

$$\mathbf{F}_N - \frac{m}{\rho'}\,\mathrm{grad}\, p = m\frac{d\mathbf{v}}{dt}, \tag{7.187}$$

rezultă, prin explicitarea gradientului presiunilor (7.84), că *legea forţelor* va fi dată de relaţia

$$F = F_N + F_v = -\left(\frac{GM}{r^2} + \frac{1}{\rho'}\frac{\rho\Gamma^2}{4\pi^2}\frac{1}{r^3}\right)m, \tag{7.188}$$

care derivă din *potenţialul gravitovortex*

$$U = U_N + U_v = -\left(\frac{GM}{r} + \frac{1}{2\rho'}\frac{\rho\Gamma^2}{4\pi^2}\frac{1}{r^2}\right)m. \tag{7.189}$$

Vom utiliza adesea în cursul expunerii noastre parametrul

$$\theta_s = \frac{\rho\Gamma^2}{4\pi^2}[MLT^{-2}], \tag{7.190}$$

pe care îl vom numi „forţa absolută a centrului" gravitovortex şi care în final se va dovedi a fi o *constantă universală*, prin analogie cu notaţia

$$\theta_N = GM[L^3T^{-2}], \tag{7.191}$$

pe care Newton o numeşte „forţa absolută a centrului" gravitaţional, cu toate că această constantă nu are dimensiunile unei forţe.

Din analiza mişcării particulelor vîrtejului (§ 7.3) rezultă că mişcarea „indusă" de vîrtej poate fi explicată cu ajutorul forţei centrale $\mathbf{F}_v$ şi al forţei tangenţiale $\mathbf{F}_\theta$, forţe care sînt identice, inclusiv din punct de vedere cantitativ (cap. 8), cu cele presupuse fizic (adică în spaţiul euclidian) de teoria relativităţii generale, după cum am demonstrat în § 4.5 şi după cum arată Eddington [72]. Aceasta dovedeşte limpede două lucruri:

— că formalismul matematic al relativităţii generale descrie o realitate fizică obiectivă, deoarece aceste forţe acţionează efectiv nu numai în marile

formaţiuni cosmice, dar şi pe Pămînt şi pot fi puse în evidenţă experimental, conform gravitovortexului;

— reciproc, că lărgirea clasei sistemelor inerţiale, obţinută în gravitovortex, este efectivă, cel puţin la nivelul lărgirii similare obţinută în relativitatea generală; cum în gravitovortex nu este necesară condiţia restrictivă relativistă, $m_i = m_g$, această lărgire nu operează numai în „spaţiul gravitaţional" einsteinian, ci reprezintă o generalizare absolută.

Pentru a se păstra structura mişcării vîrtejului trebuie, evident, ca $|\mathbf{F}_v| = |\mathbf{F}_\theta|$, adică forţa radială $\mathbf{F}_v$ va „echilibra" exact forţa tangenţială $\mathbf{F}_\theta$, la fel cum forţa gravitaţională newtoniană „echilibrează" forţa de inerţie din mişcarea planetelor „abătîndu-le, după cum spune Newton, de la mişcarea lor rectilinie şi uniformă". Aşa cum am mai arătat (§ 7.3), gravitovortexul induce în spaţiu nu numai mişcarea şi, respectiv, forţele active, dar şi forţele de inerţie necesare. Se înţelege că în sistemul vortexinerţial, $\mathbf{F}_\theta$ va fi tocmai o astfel de forţă de inerţie; mişcarea oricărei particule în cîmpul vîrtejului va putea fi deci descrisă exact, cu ajutorul *forţei active* $\mathbf{F}_v$ şi al mecanicii lui Newton, adică aşa cum am procedat anterior.

Sistemul galileian de referinţă în care este valabilă legea gravitaţiei, a lui Newton, nu este un sistem vortexinerţial. În consecinţă, forţa inerţială $\mathbf{F}_\theta$ (dacă ea există) va deveni, în raport cu teoria newtoniană o forţă activă şi va provoca acceleraţii ale mişcării planetare, între altele chiar avansul de periheliu. Mai concret, această forţă fiind prezentă în mişcarea reală a planetei va fi înregistrată automat în membrul drept al ecuaţiei (7.186), în timp ce membrul stîng al ecuaţiei nu conţine — în teoria lui Newton — forţa activă $\mathbf{F}_v$ capabilă să echilibreze o astfel de mişcare reală.

Acceleraţia tangenţială pe care forţa neechilibrată $\mathbf{F}_\theta$ o provoacă în raport cu sistemul inerţial galileian, respectiv în raport cu teoria newtoniană a gravitaţiei, face, de exemplu, că constanta ariilor din mişcarea planetară newtoniană să devină variabilă, mai exact, să crească în timp, deoarece $\mathbf{F}_\theta$ are acţiune permanentă. În consecinţă, planetele se vor îndepărta lent, dar permanent de Soare, în ciuda celebrei propoziţii Laplace-Lagrange-Poisson care afirmă invariabilitatea axelor mari ale orbitelor planetare. Această acceleraţie, pe care o putem deduce efectiv din observaţii, este foarte redusă, de circa 10^8 ori mai mică decît acceleraţia gravitaţională newtoniană, dar efectele sale sînt cumulative în timp şi pot determina schimbări importante la scara epocilor geologice terestre sau a „vîrstei" întregului univers, în raport cu structurile cvasistatice newtoniene. Asemenea schimbări pe perioade mari de timp vor fi — sperăm — dovezi experimentale concludente în sprijinul teoriei noastre.

Există multe alte efecte suplimentare provocate de forţa neechilibrată $\mathbf{F}_\theta$ în raport cu datele teoriei lui Newton, efecte care pot fi constatate experimental cu mare precizie şi care probează concludent existenţa reală a forţelor presupuse de gravitovortex şi pe care le vom analiza în detaliu în cele ce urmează. De aceea, problema reală care se pune efectiv autorului rîndurilor de faţă nu este aceea de a găsi asemenea efecte insolite, ele se revelează la tot pasul, ci de a le alege sintetic pe cele mai reprezentative şi, mai ales, de a le prezenta în termenii gravitovortexului (adică neconvenţional) într-un mod unitar şi coerent.

Într-adevăr, o teorie a gravitaţiei nu se referă numai la mişcarea planetelor şi a galaxiilor, ci are implicaţii profunde asupra întregii fizici, din microcosmos şi pînă în macrocosmos, forţele gravitaţionale fiind forţe fundamentale *ale naturii*. De aceea, în continuare, sarcina principală a pledoariei noastre

va fi aceea de a demonstra calitativ şi cantitativ realitatea fizică concretă a forţelor şi efectelor pe care gravitovortexul le prezintă suplimentar faţă de teoriile actuale ale gravitaţiei, adică, în raport cu datele şi conceptele fizicii actuale.

Dată fiind marea *diversitate* a fenomenelor care ar putea fi luate în consideraţie, sarcina noastră este dificilă, în special în ceea ce priveşte prezentarea sistematică a materialului, cu menţinerea simultană a unităţii şi coerenţei întregii lucrări. Această sarcină este complicată şi de faptul că, prin forţa lucrurilor, vom fi obligaţi să facem adesea diferite digresiuni cu caracter istoric, fizic sau matematic, în scopul de a împrospăta cititorului fapte şi date utile înţelegerii interpretărilor noastre, care, de regulă, nu sînt convenţionale.

Ni s-a părut că cea mai potrivită cale de a atinge scopul propus, ar fi, într-o fază iniţială, calea indicată de Lagrange, adică aceea de a identifica şi măsura forţele „necunoscute" $\mathbf{F}_v$ şi $\mathbf{F}_\theta$, prin cantitatea de mişcare pe care ele o produc efectiv, sau pe care o pot produce, conform teoriei expuse; într-o fază ulterioară vom adînci şi preciza mai exact sensul şi caracteristicile acestor forţe gravitaţionale suplimentare, care fac — aşa cum vom vedea în continuare — legătura directă cu forţele electromagnetice şi deschid o perspectivă inedită şi promiţătoare spre realizarea vechiului vis al lui Einstein, acela al unei teorii unificate a cîmpurilor.

În acest context, nu ar trebui să acordăm neapărat o semnificaţie gravitaţională intrinsecă vîrtejului material pe care îl observăm, de exemplu, în structura unei galaxii, adică nu ar trebui să-l privim drept cauză, ci mai degrabă un efect al cîmpului gravitovortex; *noi nu încercăm să elaborăm aici o teorie cosmogonică, ci o teorie a gravitaţiei*. Cu ajutorul vîrtejului material observabil noi numai am „detectat" forţa $\mathbf{F}_v$, care este o forţă gravitaţională universală şi care, deci, aparţine oricărui corp material, indiferent dacă în jurul acestui corp există sau nu există condiţii pentru a se forma un vîrtej observabil. Extrapolînd, am putea imagina — la limită — acest cîmp gravitovortex ca preexistent în jurul oricărei mase materiale, chiar în cazul în care această masă ar fi plasată în „vid".

Utilizînd limbajul relativist, am putea spune astfel că vîrtejul material pe care îl observăm fizic în jurul nucleului unei galaxii nu face altceva decît să descrie material structura spaţiului în jurul nucleului galaxiei, să facă vizibilă această structură preexistentă. Este evident că în acest caz, intensitatea θ_s a vîrtejului nu poate fi o mărime arbitrară, ea trebuie să depindă direct de masa şi mişcarea corpului material central, care devine astfel un centru de forţă avînd toate caracteristicile gravitovortexului. Sintetizînd, putem formula, conform modelului de vîrtej cu nucleu, analizat mai sus, şi a legilor sale, următoarea constatare: un corp material aflat în mişcare de rotaţie, într-un fluid oarecare, induce în acest fluid o mişcare asemenea cu cea indusă de vîrtej, cu o forţă absolută a centrului $\theta_s = \rho\Gamma^2/4\pi^2$. Această constatare poate fi verificată direct prin experienţe simple de laborator. Evaluînd mişcarea constatată efectiv în spaţiul vîrtejului material observabil, vom evalua şi identifica de fapt forţele efective ale cîmpului gravitovortex, conform cu relaţiile noastre anterioare şi cu definiţia lagrangeană a forţelor.

Să analizăm din punct de vedere calitativ structura mişcării în gravitovortex şi să observăm cîteva trăsături distinctive, care o deosebesc principial de mişcarea conform teoriei lui Newton. Desigur nu vom mai analiza acum acele mişcări caracteristice vîrtejului (mişcarea cu expansiune-contracţie, mişcarea funcţie de natura substanţei etc.) prezentate în § 7.3 şi care se

regăsesc integral în gravitovortex, ci vom prezenta sintetic cîteva dintre corecţiile concrete pe care gravitovortexul le aduce *în primă instanţă* teoriei newtoniene a mişcării gravitaţionale.

Ţinînd cont de ecuaţiile (7.131) şi (7.189) putem scrie expresia energiei potenţiale eficace în gravitovortex

$$U_{ef} = -\frac{GM}{r}m - \frac{m}{2\rho'}\frac{\rho\Gamma^2}{4\pi^2}\frac{1}{r^2} + \frac{mC^2}{2r^2}, \tag{7.192}$$

sau

$$U_{ef} = -\frac{GM}{r}m + \frac{mC^2}{2r^2}\gamma, \tag{7.193}$$

unde

$$\gamma = 1 - \frac{\rho\Gamma^2}{4\pi^2\rho' C^2}, \tag{7.194}$$

iar C este constanta ariilor. Reprezentarea grafică a energiei potenţiale în gravitovortex s-a făcut în figura 53, pentru diverse valori ale parametrului γ.

După cum se observă din (7.193) acest parametru, care diferenţiază sintetic mişcarea în cîmpul gravitovortex de mişcarea în cîmpul gravitaţional newtonian, acţionează direct ca un factor de atenuare a energiei centrifuge, E_c, a particulei de masă m

$$E_c = \frac{mC^2}{2r^2} \tag{7.195}$$

şi respectiv a forţelor centrifuge (7.133). Această diferenţiere poate varia în limite foarte largi, deoarece parametrul γ poate varia de la valoarea zero, care reprezintă cazul vîrtejului pur, în care nu există forţe centrifuge, pînă la valoarea 1, care reprezintă cazul pur newtonian al mişcării. În consecinţă, gravitovortexul poate satisface pe deplin — spre deosebire de teoria relativităţii generale — principiul lui Mach.

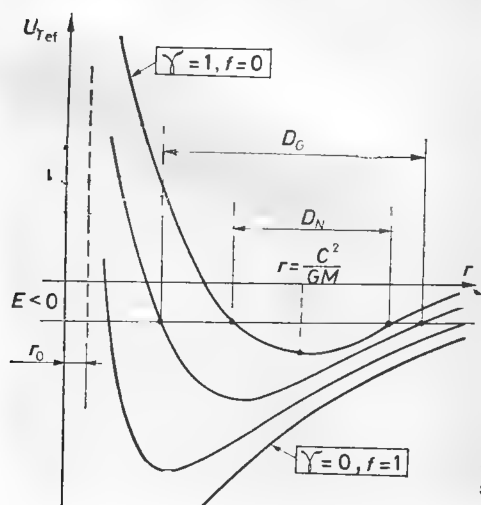


Fig. 53. Energia potenţială „eficace" a cîmpului gravitovortex, delimitat de curba $\gamma = 1$, care reprezintă cîmpul gravitaţional newtonian şi curba $\gamma = 0$, care reprezintă cîmpul vîrtejului (a se compara cu figurile 9 şi 42).

Să considerăm cazul particular al interacţiunii gravitaţionale dintre două corpuri de masă M şi m, plasate într-un univers lipsit de orice altă substanţă; este cazul universului vid al lui Newton. În gravitovortex acest caz este descris de relaţia

$$U_{ef} = -\frac{GM}{r} + \frac{mC^2}{2r^2}, \tag{7.196}$$

deoarece din (7.194), pentru $\rho = 0$ (spaţiu vid), rezultă $\gamma = 1$. Este exact relaţia corespunzătoare din teoria newtoniană a gravitaţiei, reprezentată în figura 53 prin curba limită $\gamma = 1$: corpul de masă m avînd energia E se mişcă în jurul corpului de masă M pe o traiectorie conică, elipsă, parabolă sau hiperbolă, după cum $E < 0$, $E = 0$ sau $E > 0$ (§ 2).

Primul termen al relaţiei (7.196), respectiv forţele cîmpului gravitaţional, sînt perfect justificate în teoria newtoniană a gravitaţiei, dar termenul al doilea, respectiv forţele centrifuge din mişcarea de rotaţie, nu au o justificare fizică corespunzătoare în această teorie, ele sînt introduse *ad hoc*, ca un *fait accompli* al naturii (§ 3.1). Criticînd acest aspect negativ al teoriei lui Newton (§ 4.1), Mach a formulat celebrul său principiu, conform căruia forţele centrifuge, care apar în mişcarea corpurilor M şi m, sînt datorate prezenţei de neînlăturat a restului materiei universului şi în special a rotaţiei relative în raport cu această materie: dacă o astfel de rotaţie relativă nu există, forţele centrifuge nu există. Din cele discutate pînă acum rezultă că gravitovortexul satisface integral principiul lui Mach, mai mult, el descrie explicit acest principiu.

Într-adevăr, în gravitovortex nu putem concepe un univers vid de tip newtonian decît, cel mult, ca un caz limită. În gravitovortex universul nu poate fi decît un *plenum* ($\rho \neq 0$) şi interacţiunea gravitaţională dintre corpurile M şi m este efectiv şi permanent influenţată de prezenţa restului materiei vîrtejului (universului). Mai mult, această influenţă este determinată de rotaţia relativă în raport cu această materie (γ) şi se manifestă direct şi concret prin apariţia forţelor centrifuge. Dacă, de exemplu, viteza de rotaţie relativă în raport cu materia vîrtejului este nulă, adică dacă

$$\frac{\rho\Gamma^2}{4\pi^2} = \rho' C^2, \tag{7.197}$$

sau

$$\rho v_1^2 = \rho' v_2^2, \tag{7.198}$$

unde v_1 este viteza materiei vîrtejului şi v_2 viteza de rotaţie a particulei de masă m, forţele centrifuge sînt nule, aşa cum rezultă din relaţiile (7.194) şi (7.195). Dacă $v_1 \neq v_2$ (pentru $\rho = \rho'$), adică dacă există o viteză de rotaţie relativă în raport cu materia vîrtejului, *valoarea forţelor centrifuge depinde direct de raportul* v_1/v_2, adică exact cum cere principiul lui Mach. Aşa cum am arătat pe larg în § 4.4 relativitatea generală nu satisface pe deplin acest principiu, iar diversele teorii relativiste moderne asupra gravitaţiei au rezultat, ca, de exemplu, în cazul celebrei teorii scalar-tensorială Brans-Dicke, tocmai din necesitatea de a pune de acord teoria lui Einstein cu exigenţele principiului lui Mach. Deşi încurajatoare, totuşi rezultatele acestor tentative moderne sînt departe de a fi definitive, deoarece, aşa cum scrie R.H. Dicke [60] „acest principiu prezintă mai multe faţete şi el rămîne încă un izvor pentru dezvoltări ulterioare“ în materie de teorie a gravitaţiei.

Suplimentar față de cerințele principiului lui Mach, valoarea forțelor centrifuge depinde și de valoarea relativă a densităților ρ și ρ', adică de „natura" substanței. Această cerință pare absolut logică: dacă forțele gravitaționale și mișcarea pe care ele o provoacă depind de natura substanței, atunci și forțele centrifuge, care „echilibrează" mișcarea gravitațională, trebuie să depindă de aceasta. După cum se observă, între forțele gravitaționale și cele de inerție există într-adevăr — în gravitovortex — o „identitate de esență", identitate care rămîne valabilă chiar dincolo de limita restrictivă relativistă $m_i = m_g$. Această generalizare a ideii fundamentale a lui Einstein privind „egalitatea de esență" a celor două tipuri de forță, prin care el justifică sintetic necesitatea și legitimitatea teoriei sale [77], reprezintă în principiu o generalizare a însăși relativității generale, generalizare care oferă efectiv noi posibilități de studiu și interpretare a fenomenelor observabile.

Din analiza graficului prezentat în figura 53 rezultă sintetic cîteva dintre corecțiile importante pe care gravitovortexul le aduce calculelor practice privind mișcarea gravitațională. Curbele $U_{ef}(r)$ se înscriu pe întreaga plajă determinată de valorile $\gamma = 0$ (cîmp vortex pur) și $\gamma = 1$ (cîmp newtonian pur); valorile γ intermediare, $0 < \gamma < 1$, depind de condițiile inițiale ale mișcării (C), de „natura" corpului (ρ'), de valoarea masei centrale (M) și de natura (ρ) și mișcarea (Γ) mediului ambiant, fiind constante pentru condiții inițiale date.

Conform teoriei actuale, particula de energie $E < 0$ (care rămîne constantă în timpul mișcării), se va mișca în domeniul D_N definit de condiția $U_{ef} \leqslant E$, adică în domeniul delimitat de valorile r_{min} și r_{max}, în raport cu distanța la centrul de forță (cap. 2), iar traiectoria va fi o curbă invariabilă, închisă, mai concret o elipsă (fig. 54 *a*). În gravitovortex avem oricum $\gamma \neq 1$, astfel încît, pentru o aceeași valoare E a energiei particulei, domeniul de mișcare va fi D_G, oricum mai larg decît cel newtonian D_N, cu toate că *valoarea masei centrale M rămîne aceeași în ambele cazuri.*

Funcție de condițiile inițiale, respectiv de valoarea parametrului γ, o astfel de *lărgire a domeniului mișcării* poate fi nu numai semnificativă, dar chiar foarte mare, deoarece acest parametru poate varia în limite largi. Evident, mișcarea după curba $\gamma = 0$ permite extinderea maximă a domeniului mișcării; putem înțelege în acest fel mișcarea de rotație rapidă a hidrogenului neutru, observată în interiorul galaxiilor, mult dincolo de limitele permise de masa gravitațională a micuțului nucleu central și chiar mișcarea stelelor galaxiei înseși, mișcări pentru interpretarea cărora teoria actuală apelează la mase suplimentare ascunse, care depășesc de multe ori valoarea maselor realmente observate.

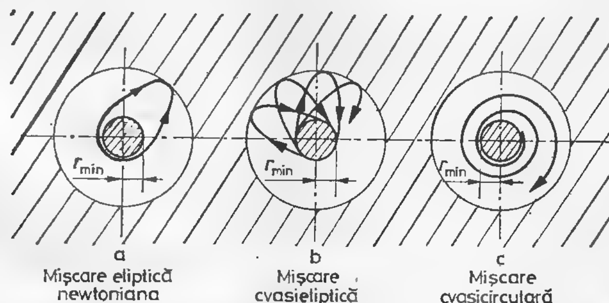


Fig. 54. Tipuri de mișcări planetare gravitovortex. Pentru un interval de timp scurt, ele pot fi considerate cvasinewtoniene.

În conformitate cu principiul lui Mach, mişcarea gravitovortex nu depinde deci numai de valoarea maselor M şi m şi de condiţiile iniţiale ale mişcării, ci depinde suplimentar şi de *natura spaţiului ambiant (care nu poate fi vid) şi de mişcarea relativă în raport cu materia acestui spaţiu.* În consecinţă, pentru a determina complet mişcarea în graficul din fig. 53, nu este suficientă cunoaşterea energiei E a particulei, ci şi determinarea valorii parametrului γ, respectiv a curbei $U_{ef}(r)$ după care are loc mişcarea. Invers, dacă mişcarea şi energia E a particulei sînt cunoscute din observaţii, se poate determina valoarea γ.

Raza corespunzătoare energiei potenţiale minime rezultă din anularea derivatei expresiei (7.193)

$$\frac{dU_{ef}}{dr} = \frac{GMm}{r^2} - \frac{mC^2}{r^3}\gamma = 0, \tag{7.199}$$

adică

$$r_{U_{min}} = \frac{C^2}{GM}\gamma, \tag{7.200}$$

valoare pentru care U_{ef} devine

$$U_{ef_{min}} = -\frac{1}{2}\left(\frac{GM}{C}\right)\frac{m}{\gamma}\,. \tag{7.201}$$

Se observă că dacă $\gamma = 1$, expresiile (7.200) şi (7.201) sînt identice cu expresiile corespunzătoare din teoria newtoniană a gravitaţiei. După cum se ştie, dacă energia particulei are valoarea $E = U_{ef_{min}}$, ea se va mişca, într-un cîmp de forţe centrale, pe o traiectorie avînd excentricitatea nulă, adică pe o traiectorie circulară şi va avea viteza „circulară"

$$v = \frac{1}{\sqrt{\gamma}}\sqrt{\frac{GM}{r}}\,, \tag{7.202}$$

identică cu viteza circulară newtoniană pentru $\gamma = 1$.

În gravitovortex nu există însă, în general, traiectorii eliptice sau circulare închise în jurul centrului de forţă. Conform cu cele spuse în § 7.3, mişcarea unei particule între cele două limite date, r_{min} şi r_{max}, nu va putea fi decît *cvasieliptică* sau *cvasicirculară*, aşa cum este reprezentată în figura 54 *b*, *c* şi *d*. Se observă din (7.200) şi (7.202) că valoarea vitezei circulare pentru cazul $\gamma = 0$ este infinită şi este atinsă de particulă exact în centrul (geometric) de forţă. În realitate, corpurile ca şi nucleele vîrtejurilor nu sînt simple puncte geometrice, ci au dimensiuni finite, astfel încît viteza mişcării, dată de (7.202), va fi limitată de raza reală r_r a corpului considerat şi va avea, evident, valoarea maximă tocmai pentru $r = r_r$.

Dacă limităm, din considerente relativiste, valoarea vitezei maxime la $v = c$, atunci „dimensiunea" punctului care reprezintă centrul de forţă creşte, aşa cum vom vedea în continuare, de la $r_{min} = 0$ la $r_{min} = r_g$, adică la valoarea razei gravitaţionale a teoriei relativităţii generale. Vom regăsi astfel în gravitovortex unul dintre cele mai spectaculoase concepte relativiste moderne şi vom încerca să dăm enigmaticei *black-hole*, care întruchipează acest concept, o inedită şi foarte concretă explicaţie (§ 8.4).

Din compararea mişcărilor „eliptice" prezentate în figura 54 şi amintindu-ne de cele spuse anterior cu privire la lărgirea domeniilor de mişcare şi

la mişcarea cu expansiune-contracţie în gravitovortex, înţelegem simplu că această teorie a gravitaţiei nu aduce doar simple corecţii cantitative cunoscutelor mişcări din teoria gravitaţiei a lui Newton, ci modifică calitativ şi în profunzime esenţa acestei mişcări. Vom vedea în continuare (§ 9.5.) că însăşi prezumţia fundamentală a conservării energiei în mişcarea gravitaţională newtoniană nu reprezintă decît un caz cu totul particular al mişcării. Dacă gravitovortexul este un fenomen fizic real, atunci astronomii greşesc efectiv atunci cînd interpretează mişcarea aştrilor pe baza modelului newtonian şi reziduurile pe care ei le constată vor trebui să fie explicate eficient de teoria pe care încercăm să o dezvoltăm aici.

Unul dintre aceste reziduuri şi anume avansul planetar de periheliu este direct explicat de mişcarea descrisă în figura 54 *b*. După cum se observă, traiectoria planetară nu este o simplă curbă închisă ca în cazul cîmpului newtonian. În timpul cît r variază de la r_{max} la r_{min}, raza vectoare se roteşte cu un unghi (cap. 3)

$$\Delta\varphi = 2\int_{r_{min}}^{r_{max}} \frac{\frac{\mathfrak{M}}{r^2}\,\mathrm{d}r}{\sqrt{2m[E - U(r)] - \frac{\mathfrak{M}^2}{r^2}}}. \tag{7.203}$$

Pentru ca traiectoria să fie închisă, este necesar şi suficient ca acest unghi să fie o fracţie raţională din 2π, adică să aibă forma

$$\Delta\varphi = 2\pi\,\frac{n}{m}, \tag{7.204}$$

unde n şi m sînt numere întregi. Atunci, într-adevăr, după n repetiţii ale acestei perioade de timp, raza vectoare a particulei, avînd efectuate m rotaţii complete, va relua valoarea iniţială, adică traiectoria va fi închisă. Acesta este, de exemplu, cazul mişcării punctului material în cîmpul gravitaţional newtonian, unde $n/m = 1$ (fig. 54 *a*).

Prezenţa vortexului alături de cîmpul gravitaţional newtonian face ca unghiul $\Delta\varphi$ să nu fie o fracţie raţională de 2π, astfel încît după fiecare revoluţie linia apsidelor (dreapta care uneşte periheliul cu afeliul orbitei) se deplasează *în avans* faţă de poziţia fixă newtoniană cu cantitatea $\Delta\varphi$. Acesta este cunoscutul avans de periheliu din mişcarea planetară, pentru care gravitovortexul furnizează exact aceleaşi valori ca şi teoria relativităţii generale (cap. 8).

În § 5.2 am semnalat anomalia conform căreia majoritatea cometelor, membri permanenţi ai sistemului nostru solar, se mişcă în jurul Soarelui pe orbite ... parabolice sau chiar ... hiperbolice; extinderea domeniilor de mişcare obţinută în gravitovortex permite (§ 10.3) rezolvarea completă a acestei probleme insolubile a teoriei actuale a mişcării gravitaţionale. Din ecuaţia energiei,

$$\frac{1}{2}\,\mathrm{d}(mv^2) = F\,\mathrm{d}r, \tag{7.205}$$

dacă înlocuim expresia forţei gravitaţionale newtoniene, $F = -GMm/r^2$, avem

$$\mathrm{d}(v^2/2) = -\frac{GM}{r^2}\,\mathrm{d}r, \tag{7.206}$$

de unde, integrînd, obţinem

$$v^2 = \frac{2GM}{r} + \text{const} = \frac{2GM}{r} + E, \tag{7.207}$$

sau

$$E = v^2 - \frac{2GM}{r}, \tag{7.208}$$

adică obţinem aşa-numita ecuaţie a forţelor vii, unde E reprezintă energia particulei m, care în teoria newtoniană rămîne constantă în timpul mişcării, indiferent de forma traiectoriei. Dacă ţinem cont de faptul că excentricitatea traiectoriei este dată de relaţia

$$e = \sqrt{1 + \frac{EC^2}{(GM)^2}}, \tag{7.209}$$

rezultă simplu că pentru $E < 0$, $e < 1$ şi traiectoria va fi o elipsă, pentru $E = 0$ rezultă $e = 1$, şi vom avea o parabolă, iar pentru $E > 0$, $e > 1$ şi traiectoria particulei va fi o hiperbolă.

Dar, din (7.208) rezultă că $E < 0$ dacă $v < \sqrt{2GM/r}$ (viteza eliptică, care pentru cazul particular al mişcării circulare devine $v = \sqrt{GM/r}$), $E = 0$ dacă $v = \sqrt{2GM/r}$ (viteza parabolică) şi $E > 0$ dacă $v > \sqrt{2GM/r}$ (viteza hiperbolică). În felul acesta, valoarea vitezei particulei determină, indirect, tipul traiectoriei newtoniene a particulei.

Atunci cînd o cometă apare pe firmament, astronomii îi determină din observaţii poziţia şi viteza şi, în cele mai multe din cazuri, ei constată că această viteză este mai mare decît cea eliptică, dată de (7.208). Urmărind-o pe parcurs, ei constată că, într-adevăr, cometa are o viteză parabolică sau chiar hiperbolică, respectiv o constantă a energiei nulă sau pozitivă, adică o traiectorie parabolică sau hiperbolică, de unde şi anomalia amintită mai sus.

În gravitovortex viteza „circulară“, dată de relaţia (7.202) ca şi viteza „parabolică“ (cap. 10) pot fi cu mult mai mari decît valorile corespunzătoare newtoniene, deoarece $0 \leqslant \gamma \leqslant 1$. În consecinţă, mişcările „parabolice“ sau chiar „hiperbolice“ ale cometelor, constatate din observaţii de către astronomi, devin de fapt şi de drept *mişcări finite* în gravitovortex, iar mişcarea periodică realmente observată a cometelor capătă coerent — şi în teorie — un statut oficial.

Extinderea domeniului de mişcare în gravitovortex, care permite — aşa cum vom vedea concret în continuare — explicarea multora dintre reziduurile constatate de astronomi în mişcarea aştrilor, nu este altceva decît consecinţa firească a generalizării depline a sistemelor de referinţă inerţiale (sisteme vortexinerţiale). Într-adevăr, forţele de inerţie care apar numai în mişcările accelerate (adică neinerţiale) sînt cele care limitează aceste domenii ale mişcării în cîmpurile de forţă centrale.

7.6. ECUAŢIA DIFERENŢIALĂ GENERALĂ A MIŞCĂRII ÎN GRAVITOVORTEX

După studiul calitativ al diverselor aspecte ale mişcărilor posibile în gravitovortex, să stabilim acum ecuaţiile care ne vor permite să facem în capitolul următor un studiu cantitativ al acestor mişcări. Pentru stabilirea

ecuației diferențiale a mișcării vom utiliza exact aceeași schemă de calcul prin care am obținut soluția Schwarzschild a teoriei relativității generale (§ 4.4.2), astfel încît cititorul va putea să înțeleagă ușor — prin comparație — nu numai identitatea dintre procedee, dar și cea dintre rezultatele celor două teorii.

Vom utiliza deci principiul minimei acțiuni al lui Maupertuis

$$\delta \int \mathrm{d}S = 0, \tag{7.210}$$

unde (§ 9.4)

$$\mathrm{d}S^2 = [2U(r) + 2E]\,\mathrm{d}s^2 = [2U(r) + 2E](\mathrm{d}x^2 + \mathrm{d}y^2 + \mathrm{d}z^2) \tag{7.211}$$

reprezintă acțiunea, care, în coordonate polare, se scrie

$$\mathrm{d}S^2 = [2U(r) + 2E](\mathrm{d}r^2 + r^2\,\mathrm{d}\theta^2 + r^2 \cos^2\theta\,\mathrm{d}\varphi^2) \tag{7.212}$$

și E reprezintă o constantă (constanta energiei), iar $U(r)$ este funcția de forță (potențialul).

În gravitovortex, conform cu (7.189), (7.190) și (7.191) vom avea

$$U(r) = \frac{\theta_N}{r} + \frac{\theta_s}{2r^2\rho'}, \tag{7.213}$$

iar ecuația (7.210) se va scrie

$$\delta \int \sqrt{\left(\frac{2\theta_N}{r} + \frac{\theta_s}{r^2\rho'} + 2E\right)(\mathrm{d}r^2 + r^2\,\mathrm{d}\theta^2 + r^2\cos^2\theta\,\mathrm{d}\varphi)} = 0. \tag{7.214}$$

Dacă luăm una dintre cele trei variabile r, θ, φ, ca variabilă independentă, vom putea scrie, pentru celelalte două, două ecuații Euler; integrala generală a acestor două ecuații depinde de patru parametri arbitrari, la care se va adăuga parametrul E. Traiectoria în spațiu va depinde deci numai de cinci parametri; un al șaselea parametru va fi introdus de cvadratura care determină timpul, astfel încît traiectoria spațială va fi complet determinată.

După cum se vede din (7.214), în S (r, θ, φ) funcția φ figurează numai ca diferențială $\mathrm{d}\varphi$, deci, dacă vom considera că r sau θ reprezintă variabila independentă, vom putea obține cu ușurință o integrală primă Euler corespunzătoare funcției φ, conform cu (4.128) și (4.129),

$$\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}\varphi} = \text{const}, \tag{7.215}$$

adică

$$\sqrt{\frac{2\theta_N}{r} + \frac{\theta_s}{r^2\rho'} + 2E}\cdot\frac{r^2\cos^2\theta\,\mathrm{d}\varphi}{\sqrt{\mathrm{d}r^2 + r^2\,\mathrm{d}\theta^2 + r^2\cos^2\theta\,\mathrm{d}\varphi^2}} = \text{const}. \tag{7.216}$$

După cum se știe, determinarea liniilor geodezice ale sferei se poate face astfel ca valoarea inițială a diferențialei $\mathrm{d}\varphi$ să fie nulă: este suficient să se aleagă planul ecuatorului astfel ca linia polilor să întîlnească viteza

inițială. Atunci, la momentul inițial, integrala considerată are valoarea zero. Întrucît factorul cos θ nu se anulează decît pe linia polilor, factorul

$$\frac{2\theta_N}{r}+\frac{\theta_s}{r^2\rho'}+2E \tag{7.217}$$

nu poate fi identic nul în cazul mișcării, deoarece, după ecuația forțelor vii, viteza ar fi identic nulă; deci diferențiala dφ rămîne nulă în tot timpul mișcării. În consecință, *mișcarea va avea loc într-un plan meridian*, adică într-un plan determinat de centrul O și de direcția vitezei inițiale.

În planul meridian determinat astfel, variabilele r și θ sînt coordonate polare, iar ecuația (7.214) devine

$$\delta\int\sqrt{\left(\frac{2\theta_N}{r}+\frac{\theta_s}{r^2\rho'}+2E\right)(\mathrm{d}r^2+r^2\,\mathrm{d}\theta)}=0 \tag{7.218}$$

sau

$$\delta\int\sqrt{\left(\frac{2\theta_N}{r}+\frac{\theta_s}{r^2\rho'}+E\right)\left[\left(\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}\theta}\right)^2+r^2\right]}\,\mathrm{d}\theta=0, \tag{7.219}$$

dacă luăm unghiul polar θ în sens crescător, ca variabilă independentă. Cum această variabilă nu figurează în elementul de integrare S (r, θ), definit de relația

$$S=\sqrt{\left(\frac{2\theta_N}{r}+\frac{\theta_s}{r^2\rho'}+2E\right)\left[\left(\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}\theta}\right)^2+r^2\right]}, \tag{7.220}$$

decît prin diferențiala dθ, putem obține o nouă integrală primă Euler conform relației (4.130)

$$\frac{\partial S}{\partial r}+\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta}\frac{\partial S}{\partial r'}=0, \tag{7.221}$$

unde

$$r'=\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}\theta}. \tag{7.222}$$

Astfel

$$\frac{\partial S}{\partial r}\,\mathrm{d}\theta-\mathrm{d}\frac{\partial S}{\partial r'}=0, \tag{7.223}$$

sau

$$\mathrm{d}S-\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}\theta}\,\mathrm{d}\frac{\partial S}{\partial r'}=0, \tag{7.224}$$

sau încă

$$\mathrm{d}S-r'\,\mathrm{d}\frac{\partial S}{\partial r'}=0, \tag{7.225}$$

de unde, integrînd

$$S - r'\frac{\partial S}{\partial r'} = \text{const}. \tag{7.226}$$

Explicitînd, vom avea

$$\frac{\partial S}{\partial r'} = \frac{\partial}{\partial r'}\sqrt{\left(\frac{2\theta_N}{r} + \frac{\theta_s}{r^2\rho'} + 2E\right)\left[\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 + r^2\right]} = \frac{\sqrt{\left(\frac{2\theta_N}{r} + \frac{\theta_s}{r^2\rho'} + 2E\right)}\frac{dr}{d\theta}}{\sqrt{\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 + r^2}} = \text{const}, \tag{7.227}$$

deci, conform cu (7.226), integrala noastră primă va fi

$$\sqrt{\frac{2\theta_N}{r} + \frac{\theta_s}{r^2\rho'} + 2E}\left[\sqrt{\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 + r^2} - \frac{\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2}{\sqrt{\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 + r^2}}\right] = C = \text{const}, \tag{7.228}$$

sau, efectuînd

$$\frac{r^2\sqrt{\frac{2\theta_N}{r} + \frac{\theta_s}{r^2\rho'} + 2E}}{\sqrt{\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 + r^2}} = C, \tag{7.229}$$

C fiind, evident, o constantă pozitivă.

Din (7.229) avem

$$r^4\left(\frac{2\theta_N}{r} + \frac{\theta_s}{r^2\rho'} + 2E\right) = C^2\left[\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 + r^2\right], \tag{7.230}$$

sau

$$\frac{1}{r^4}\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 + \frac{1}{r^2} = \frac{2\theta_N}{rC^2} + \frac{\theta_s}{r^2\rho'C^2} + \frac{2E}{C^2}. \tag{7.231}$$

Dar

$$\frac{d}{d\theta}\left(\frac{1}{r}\right) = -\frac{1}{r^2}\frac{dr}{d\theta} \tag{7.232}$$

şi

$$\left[\frac{d}{d\theta}\left(\frac{1}{r}\right)\right]^2 = \frac{1}{r^4}\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2, \tag{7.233}$$

deci ecuaţia (7.231) poate fi scrisă sub forma

$$\left[\frac{d}{d\theta}\left(\frac{1}{r}\right)\right]^2 = -\frac{1}{r^2} + \frac{2\theta_N}{rC^2} + \frac{\theta_s}{r^2\rho'C^2} + \frac{2E}{C^2}, \tag{7.234}$$

sau

$$\left[\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta}\left(\frac{1}{r}\right)\right]^2 = -\frac{1}{r^2}\left(1 - \frac{\theta_s}{\rho' C^2}\right) + \frac{2\theta_N}{rC^2} + \frac{2E}{C^2} \tag{7.235}$$

sau, în final,

$$\left[\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta}\left(\frac{1}{r}\right)\right]^2 = -\frac{\gamma}{r^2} + \frac{2\theta_N}{rC^2} + \frac{2E}{C^2}, \tag{7.236}$$

unde

$$\gamma = 1 - \frac{\theta_s}{\rho' C^2} = 1 - \frac{\rho\Gamma^2}{4\pi^2\rho' C^2}. \tag{7.237}$$

Relaţia (7.236) reprezintă *ecuaţia diferenţială a mişcării în gravitovortex* şi permite calculul traiectoriei unei particule de masă m în cîmpul gravitovortex al particulei de masă M şi avînd o intensitate a vîrtejului θ_s, funcţie de condiţiile iniţiale de lansare a particulei m. Această traiectorie poate fi, în general, foarte diferită de cea calculată conform ecuaţiei mişcării newtoniene, pe care o retranscriem mai jos

$$\left[\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta}\left(\frac{1}{r}\right)\right]^2 = -\frac{1}{r^2} + \frac{2\theta_N}{rC^2} + \frac{2E}{C^2}, \tag{7.238}$$

deoarece parametrul γ poate lua, funcţie de condiţiile iniţiale ale mişcării, valori în întregul interval $0 \leqslant \gamma \leqslant 1$.

Aşa cum am demonstrat anterior, mişcarea gravitaţională newtoniană nu respectă în general legile lui Kepler (§ 3.1); numai dacă raportăm această mişcare la sistemul inerţial de referinţă plasat în centrul comun de masă al corpurilor M şi m aceste legi ale lui Kepler, care introduc automat (din enunţ) mişcarea inerţială, sînt respectate. Tocmai pentru acest motiv spunem că teoria gravitaţiei a lui Newton nu este valabilă decît într-un sistem inerţial (galileian) de referinţă, adică în sistemul galileian plasat în centrul comun de masă (sistemul copernican de axe de coordonate) sau în sistemele echivalente, care se mişcă rectiliniu şi uniform în raport cu acesta (sistemele galileiene de axe de coordonate). Se poate spune deci că *acele sisteme în raport cu care mişcarea gravitaţională respectă legile lui Kepler sînt sisteme inerţiale.*

În § 4.4 am văzut că în spaţiul euclidian mişcarea conform teoriei relativităţii generale încalcă legile lui Kepler, dar în spaţiul riemannian ele sînt respectate conform relaţiei (4.137). Prin urmare, şi sistemele de referinţă relativiste sînt sisteme inerţiale, aşa cum ştim din multe alte considerente.

În gravitovortex legile lui Kepler sînt, de asemenea, respectate. Într-adevăr, dacă eliminăm expresia $\mathrm{d}r^2 + r^2\mathrm{d}\theta^2$ între ecuaţiile (7.229) şi ecuaţia forţelor vii,

$$v^2 = \left(\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}\right)^2 + r^2\left(\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}\right)^2 = U(r) + 2E = \frac{2\theta_N}{r} + \frac{\theta_s}{r^2\rho'} + 2E, \tag{7.239}$$

ţinînd cont că

$$\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}\theta}\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t} \tag{7.240}$$

şi că $\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}t$ este pozitiv, vom avea

$$\frac{\dfrac{2\theta_N}{r}+\dfrac{\theta_s}{r^2\rho'}+2E}{\left(\dfrac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}\right)^2}=\frac{r^4}{\mathrm{const}}\left(\frac{2\theta_N}{r}+\frac{\theta_s}{r^2\rho'}+2E\right), \tag{7.241}$$

de unde obţinem

$$r^2\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}=\mathrm{const}, \tag{7.242}$$

adică tocmai legea fundamentală a ariilor. Să observăm că *legea este respectată indiferent de condiţiile iniţiale ale mişcări, adică de valoarea parametrului* γ. *Prin urmare, şi sistemele gravitovortex la fel ca şi cele relativiste sînt sisteme inerţiale,* aşa cum ştiam dealtfel din multe alte considerente.

Încă o dovadă suplimentară în acest sens (vom mai da şi altele în continuarea lucrării noastre). După cum se ştie, *forma ecuaţiilor mişcării rămîne invariantă numai în raport cu sistemele inerţiale echivalente.* Or, aşa cum se vede, ecuaţia diferenţială generală a mişcării în gravitovortex (7.236) are exact aceeaşi formă ca şi ecuaţia corespondentă newtoniană (7.238), care reprezintă însă numai un caz particular al mişcării ($\gamma=1$) (v. şi § 8.4).

Faptul că legea gravitaţiei a lui Newton nu este valabilă decît în sisteme inerţiale particulare (galileiene) şi nu în sisteme inerţiale generalizate (vortex-inerţiale) face ca gravitovortexul să aducă corecţii importante mişcării gravitaţionale newtoniene. În capitolul care urmează vom studia, din punct de vedere cantitativ, cîteva dintre aceste corecţii, în cazul concret al mişcării planetelor în jurul Soarelui.

8. MIŞCAREA PLANETARĂ ÎN GRAVITOVORTEX

8.1. IMAGINEA CARTEZIANĂ A MIŞCĂRII ÎN SISTEMUL SOLAR

Afirmaţia că Soarele şi planetele cu sateliţii lor reprezintă efectiv centre de forţă gravitovortex nu o facem, în fond, noi, aici, pentru prima dată. De la Kant şi Laplace cosmogonia sistemului solar a dezvoltat, în diverse variante, aceeaşi concepţie nebulară conform căreia sistemele cosmice iau naştere prin contracţia sub efect gravitaţional a unei nebuloase difuze, constituită în special din heliu şi hidrogen neutru, aflată în mişcare de rotaţie, mai exact, în mişcare de vîrtej. Deoarece teoria newtoniană a gravitaţiei nu oferea nici o posibilitate de a merge înapoi pe firul evoluţiei în timp pentru a descifra începuturile formării sistemelor cosmice naturale, cosmogoniştii (printre care mulţi fizicieni, matematicieni şi astronomi cu nume ilustre) nu au ezitat — după cum se vede — să completeze schema newtoniană suprasimplificată a sistemului solar cu antiteza sa carteziană, vîrtejul.

Desigur ceea ce ne interesează aici nu sînt deosebirile dintre diversele teorii cosmogonice, care încearcă să descrie şi să explice diferitele aspecte de detaliu ale topologiei actuale a sistemului planetar (ca, de exemplu, legea Titius-Bode), ci ideea lor fundamentală, aceea că *se asociază intrinsec forţelor gravitaţionale newtoniene şi forţele datorate vîrtejului într-un sistem coerent din punct de vedere fizic*, care nu poate fi numit altfel decît un adevărat sistem gravitovortex. Este, de asemenea, interesant să consemnăm faptul că *acest sistem apare universal în cosmogonia sistemelor cosmice naturale.* Astfel Karl von Weizsäcker, utilizînd o bogată argumentaţie matematică, fizică şi astrofizică, a demonstrat concludent că sistemul solar şi planetele sale [220], stelele şi sistemele lor [221] s-au format, ca şi galaxiile [222], printr-un proces unic: apariţia unor *centre de vîrtej* (izolate sau formînd sisteme de vîrtejuri) într-o nebuloasă difuză aflată în proces de *contracţie gravitaţională.*

Acest proces unic de formare a sistemelor şi corpurilor cosmice, descris de Weizsäcker (proces care poate fi constatat *de visu* din evoluţia galaxiilor conform secvenţei lui Hubble, cap. 6), reprezintă literalmente gravitovortexul în acţiune şi dovedeşte concludent că legile sale sînt efectiv universale, atît în timp cît şi în spaţiu, fiind perfect compatibile cu conceptele de *evoluţie* şi *devenire.*

Perfecţionarea ulterioară a teoriei lui Weizsäcker în variantele cosmogonice mai recente (Kuiper, Whipple, Alfvèn, Hoyle) nu a schimbat cu nimic fundamentele descrise mai sus, fundamente care, dealtfel, au rămas aceleaşi de la Kant şi Laplace. Gravitovortexul este, după cum se vede, un concept cosmogonic foarte vechi şi noi nu facem altceva decît să-l acredităm, cum este natural, ca un *concept gravitaţional* deplin.

Paradoxal apare faptul că diversele teorii cosmogonice se opresc în evoluţia sistemelor cosmice descrisă de ele, la actuala configuraţie a sistemului solar în interpretarea ei newtoniană, ca şi cînd această configuraţie ar fi ea

însăși compatibilă cu conceptul cosmogonic de evoluție sau, ca și cînd ea ar reprezenta stadiul final, imuabil, al unei astfel de evoluții. Or, după cum se știe, reprezentarea newtoniană a sistemului solar nu este decît un caz limită al conceptului de gravitovortex și nu este compatibilă în general cu conceptul de evoluție cosmogonică, tocmai datorită acestui motiv.

Faptul că Soarele reprezintă nucleul central al uriașului vîrtej primordial, iar spațiul interplanetar actual, cîmpul în care acest vîrtej a accelerat puternic mișcarea gazului nebular aflat în proces de continuă contracție gravitațională, nu reprezintă numai o constantă fundamentală a tuturor teoriilor cosmogonice de orientare clasică, ci este, în același timp, o *dată actuală de observație*. Tocmai urmărind și coroborînd datele astrofizice actuale ale comportării materiei sistemului nostru solar, oamenii de știință au putut să reconstituie istoria evoluției acestui sistem în teoriile lor cosmogonice. Într-adevăr, rezultatele observației actuale — dintre care, din păcate, noi nu vom putea prezenta decît cîteva în cadrul acestui capitol — revelează pregnant faptul că Soarele nostru cel de toate zilele, nu numai că a fost, dar este efectiv, în prezent, *un centru de forță gravitovortex*.

Încercînd să combată ipoteza rotirii Pămîntului în jurul axei sale, Ptolemeu scria: „Totuși, gîndindu-ne la condițiile ce ne afectează pe noi înșine și la cele din aerul de deasupra noastră, o astfel de ipoteză este de-a dreptul ridicolă. . . Norii și toate lucrurile ce zboară sau care pot fi aruncate, nu s-ar vedea niciodată călătorind spre est, deoarece Pămîntul le-ar întrece mereu pe toate depășind mișcările lor spre est".

Desigur, Ptolemeu nu cunoștea principiul inerției. Dar de cînd Galilei a demonstrat că mărfurile dintr-o navă care pleacă din Veneția către Alep, nu o iau nici înainte și nici nu rămîn în urma navei, noi am înțeles dintr-o dată mișcarea inerțială și faptul că nu se poate deosebi o astfel de mișcare de starea de repaus. În consecință, am înțeles — se pare — că aerul și norii și toate lucrurile care zboară sau care pot fi aruncate, urmează cu fidelitate mișcarea de rotație a Pămîntului, aflîndu-se în raport cu aceasta în cel mai perfect repaus. Așa ar trebui desigur să fie situația și cu celelalte planete ale sistemului solar și cu Soarele însuși.

Dar observația arată că mișcarea de rotație a Soarelui, de exemplu, nu este de acest tip. Viteza de rotație aparentă (rotația sinodică) este de aproximativ 27,275 de zile; rotația siderală (la care se ține seama și de mișcarea de revoluție a Pămîntului în jurul Soarelui) este de circa 25,38 zile. Acestea nu sînt însă decît valori *medii*. Observarea mișcării petelor solare (și a altor probe din fotosferă) arată că *rotația la diferite latitudini se face cu viteză unghiulară diferită :* petele din apropierea ecuatorului se mișcă mai repede decît cele situate la latitudini mai mari. Cele foarte apropiate de ecuator fac ocolul Soarelui în 25,14 zile, cele de la latitudinea de 15° în 25,150 zile, iar cele de la 30° în 25,53 zile. La nivelul fotosferei Soarele nu se rotește deci ca un solid, el prezintă fenomenul de *rotație diferențială* și această constatare experimentală ar fi fost desigur un argument foarte serios în favoarea tezei lui Ptolemeu. Dealtfel ar trebui să spunem deschis că însăși mișcarea „inerțială" de rotație a Pămîntului nu poate fi înțeleasă coerent pe baza definiției sistemelor inerțiale galileiene, singurele recunoscute ca atare.

Petele solare nu se observă decît pînă la latitudini relativ reduse (circa 30° față de ecuator). Pentru a măsura viteza de rotație în vecinătatea polilor trebuie să se utilizeze alte fenomene observabile, de exemplu, filamentele cromosferice. În figura 55 sînt prezentate cîteva determinări de observație asupra rotației diferențiale a Soarelui, după diferitele fenomene observate [167].

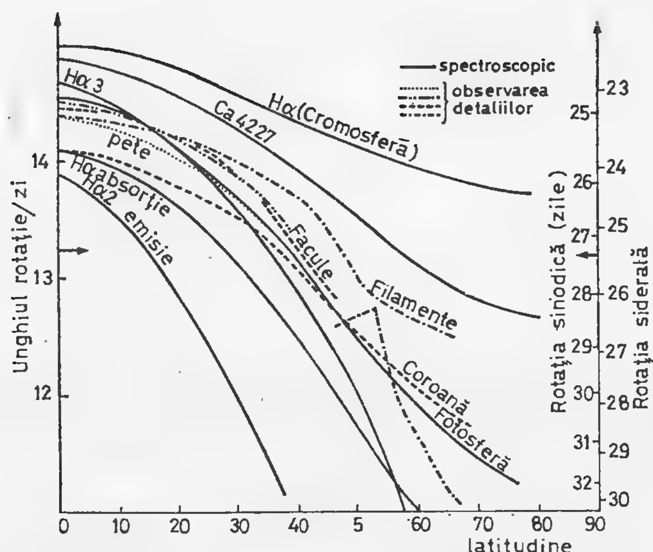


Fig. 55. Şi Soarele se roteşte ca un vîrtej. Rotaţia diferenţială a Soarelui poate fi pusă în evidenţă prin diverse mijloace de investigaţie experimentală.

Trei zone din structura globală a Soarelui sînt direct accesibile observaţiei: *fotosfera*, situată la aproximativ $6{,}95 \cdot 10^{10}$ cm de centru (ea dă diametrul aparent al Soarelui) şi avînd o grosime de circa 10^8 cm, *cromosfera*, cu o grosime de circa 10^9 cm şi, în sfîrşit, *coroana*, care se întinde în spaţiu pînă la distanţa de aproximativ 10 raze solare; mişcarea de rotaţie în această ultimă zonă nu poate fi însă deocamdată determinată experimental din cauza rarefierii extreme a mediului interplanetar.

Există desigur multe imprecizii de observaţie asupra acestei mişcări diferenţiale, sau ar fi posibil ca probele observate să aibă o mişcare sistematică în raport cu masa principală a Soarelui, la o anumită latitudine. Dar şi *măsurătorile spectroscopice ale efectului Doppler confirmă că viteza unghiulară a Soarelui variază, într-adevăr, cu latitudinea* (fig. 55).

Rotaţia diferenţială a Soarelui, aşa cum ne sugerează curbele spectroscopice din figura 55, pare să varieze în plus de la un strat la altul. Mai mult, în raport cu mişcarea generală de fond, mişcarea observată a diverselor formaţiuni materiale (de exemplu, petele solare), pare să se facă diferit. Astfel, mişcarea medie a gazului, determinată prin efect Doppler (tabelul 8) diferă, *la aceleaşi latitudini*, de mişcarea observată a petelor.

Tabelul 8

Latitudinea (faţă de ecuator)	Perioada de rotaţie (în zile)
0°	24,64
15°	25,41
30°	26,45
45°	28,54
60°	30,99

Toate aceste mişcări „neobişnuite" sugerează într-adevăr mişcarea obişnuită într-un vîrtej. Trebuie avut în vedere că la nivelul fotosferei, Soarele se prezintă ca o uriaşă bulă de gaz, avînd o densitate de numai $10^{-7} \div 10^{-8}$ g/cm³. În cromosferă densitatea este de circa 10^4 ori mai mică, iar în coroană de circa 10^8 ori mai mică decît la nivelul fotosferei.

Aproximativ acelaşi tip de mişcare diferenţială a fost revelată de curînd şi pe Venus de către navele spaţiale Venus 9 şi 10: deşi rotaţia planetei se face în 241 zile, rotaţia atmosferei ei se face în numai 4 zile. Probabil că acest fenomen este, într-o oarecare măsură, general pentru toate planetele sistemului solar; în orice caz *rotaţia diferenţială a Soarelui sugerează pregnant mişcarea unui vîrtej*. Densitatea medie a Soarelui este de 1,409 g/cm³; aceasta sugerează în plus existenţa unor densităţi mari în interiorul său adînc (în centru de aproximativ 110 g/cm³ după Blank, Cowan şi Marshak) şi deci a unui *miez dens*, care, conform cu cele discutate anterior, trebuie să se rotească într-adevăr ca un corp solid.

Existenţa unui astfel de miez şi avînd o astfel de mişcare este, de asemenea, fizic sugerată de observaţie, aşa cum rezultă din figura 56 (Maunder), care arată poziţia zonelor de apariţie a petelor solare, pe o perioadă mai mare de timp. Fiecare interval orizontal corespunde unei rotaţii complete a Soarelui (27 zile): petele interesante sînt figurate pe fiecare interval sub forma unui punct de longitudine definită. Se remarcă persistenţa poziţiilor zonelor de apariţie a petelor, de-a lungul a mai mulţi ani. Aceste zone localizate de apariţie a petelor solare, al căror sediu se află în interiorul adînc al Soarelui, par să se rotească într-adevăr cu o viteză determinată, independentă de latitudine. Mişcarea actuală, observată, a Soarelui prezintă fizic, aşadar, toate caracteristicile mişcării într-un vîrtej cu nucleu.

Dealtfel afirmaţia că Soarele reprezintă condensarea unei nebuloase „iniţiale" de heliu şi hidrogen neutru, perfect asemănătoare vîrtejurilor din care iau naştere galaxiile, nu mai este de mult pusă la îndoială şi aceasta

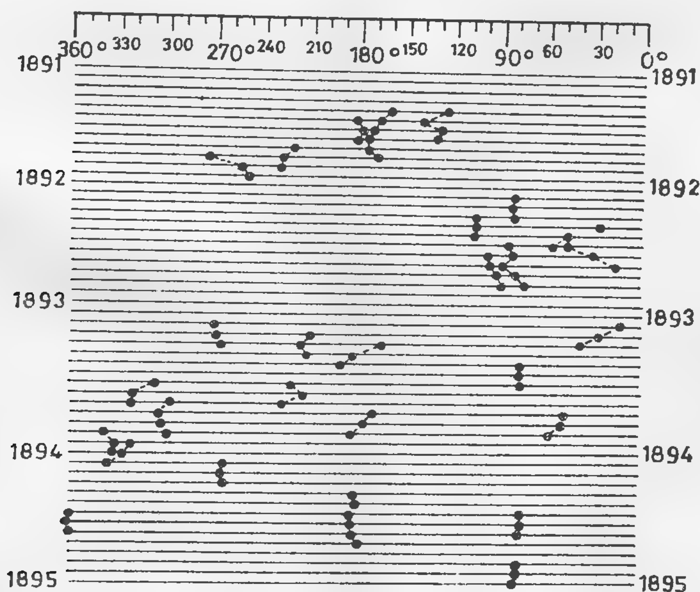


Fig. 56. Poziţiile de apariţie a petelor solare. Constanţa acestor poziţii dovedeşte, după Maunder, că Soarele are un nucleu care se roteşte ca un solid.

nu numai datorită diferitelor teorii cosmogonice care au apărut pe această bază de la Laplace şi Kant pînă în zilele noastre, dar şi datorită rezultatelor directe obţinute din analiza structurii chimice a acestui corp ceresc.

Mai înainte se credea că elementele chimice care formează Soarele şi toate celelalte stele se găsesc aproximativ în aceleaşi proporţii ca pe Pămînt (O, Si, Al, Fe şi cantităţi mai mici de elemente mai grele), unde hidrogenul şi heliul sînt prezente în cantităţi foarte mici. Pe baza rezolvării complicatului rebus al liniilor Fraunhofer din spectrul solar, Meghad Saha a putut însă determina încă în 1920 compoziţia şi proporţiile corecte ale diferitelor elemente în atmosfera Soarelui şi a demonstrat că aproximativ 99% (în greutate) din această atmosferă, este compusă din hidrogen şi heliu, după cum se vede în tabelul 9.

Tabelul 9

Elementul	% în volum	Masa vaporilor (mg/cm^2 din suprafaţa Soarelui)
Hidrogen	81,760	1200
Heliu	18,170	1000
Carbon	0,003	0,5
Azot	0,001	2,0
Oxigen	0,030	10,0
Sodiu	0,0003	0,1
Magneziu	0,020	10,0
Aluminiu	0,0002	0,1
Siliciu	0,006	3,0
Sulf	0,003	1,0

Atît studiile teoretice asupra materiei solare (culminînd cu importanta lucrare a lui Schwarzschild), cît şi noile analize spectrale ale suprafeţei solare, i-au condus astfel pe astrofizicieni la concluzia că *elementele chimice întîlnite pe Pămînt ocupă numai 1% din masa solară, restul fiind format din hidrogen şi heliu*, cu o uşoară predominanţă a celui dintîi. Tocmai pe baza ciclului H-H, de transformare a hidrogenului în heliu, se explică astăzi principalul proces de producere a uriaşei energii dezvoltată în Soare, de care beneficiem în cea mai largă măsură şi noi pămîntenii.

Pare să avem astfel fizic sub ochi imaginea nebuloasei iniţiale condensată la nivelul Soarelui nostru actual. Ce s-a întîmplat însă cu turbionul material, care iniţial guverna în mare măsură mişcarea în cadrul protosoarelui la fel ca şi în cadrul galaxiilor? S-a condensat el complet la nivelul Soarelui actual? Spaţiul interplanetar nu este totuşi un spaţiu vid! Teoriile actuale ale gravitaţiei păstrează o tăcere desăvîrşită în legătură cu această problemă care prezintă o importanţă de principiu. Dealtfel descoperirea mediului interplanetar (ca şi a celui intragalactic) se datorează numai perfecţionării tehnicii de investigaţie experimentală şi nu acestor teorii, care practic îl ignoră complet şi astăzi.

Or, orice teorie a gravitaţiei care trebuie dedusă din mişcarea observată a materiei, nu poate face abstracţie de existenţa şi mişcarea acestui mediu interplanetar. Pentru că dacă acest mediu interplanetar există (şi toate determinările experimentale probează pe deplin aceasta) el nu poate fi decît în mişcare în jurul Soarelui, aşa cum sînt absolut toate corpurile din sistemul

nostru solar, iar mişcarea sa nu poate să nu influenţeze mişcarea corpurilor de care se ocupă mecanica cerească şi deci — implicit — teoria gravitaţiei.

Dacă o galaxie care parcurge secvenţa Hubble se contractă de 5—10—20 de ori, contracţia nebuloasei solare a trebuit să se producă într-un raport cu mult mai mare: de la cîteva luni lumină la cîteva secunde lumină, adică de zeci de miliarde de ori. Un calcul simplu arată că *într-o asemenea contracţie a vîrtejului iniţial, energia cinetică căpătată de particulele sale ar fi devenit uriaşă, iar vitezele lor de rotaţie în jurul Soarelui, practic egale cu viteza luminii*; ar trebui astfel decelate *efecte relativiste la scara întregului sistem solar*, ca urmare a acestei fantastice accelerări şi asemenea efecte sînt efectiv înregistrate (§ 8.5).

Desigur nu va mai putea fi vorba de hidrogen neutru într-un astfel de vîrtej comprimat. Stelele fierbinţi, ca urmare a amorsării mecanismului termonuclear, radiind o mare cantitate de raze ultraviolete, pot ioniza hidrogenul interstelar într-o vastă regiune în jurul lor. Calculele arată că pentru o abundenţă a hidrogenului de 2 ÷ 0,5 atomi/cm^3, în vecinătatea unei stele de clasă 0, tot hidrogenul va fi ionizat pe o rază de circa 10 pc. Vom avea astfel de-a face cu plasmă interplanetară, care, deşi rămîne un gaz ascultînd docil de legea gazelor perfecte, prezintă totuşi legi specifice proprii, pe care fizica actuală abia începe să le înţeleagă în condiţii modeste de laborator. Ştim însă sigur că plasma poate fi accelerată de cîmpuri magnetice şi electrice corespunzătoare; asemenea cîmpuri sînt efectiv prezente în largul cîmpului interplanetar al Soarelui, fiind pregnant revelate de fizica experimentală a anilor noştri.

Descoperirea cîmpurilor magnetice ale petelor solare (Hale 1908) şi mai tîrziu a cîmpului magnetic general al Soarelui (Hale, Sears, von Maanen şi Ellerman, 1918) a dus la schimbări decisive ale vechilor concepţii, în sensul că pentru prima dată se impunea constatarea directă a unui *cîmp interplanetar negravitaţional*, acţionînd în domeniul pînă atunci rezervat în exclusivitate cîmpului gravitaţional newtonian. A apărut chiar o ştiinţă nouă, electrodinamica cosmică, care încearcă să descifreze complicata mişcare a mediului interplanetar, ignorată de teoriile actuale ale gravitaţiei.

În 1947 W. Babcock a anunţat prima descoperire a unui cîmp magnetic de ordinul a 1500 u.e.m. C.G.S. la polii stelei 78 Virginis, pe baza analizei efectului Zeemann normal (o radiaţie monocromatică într-un cîmp magnetic se descompune într-un dublet sau un triplet). Au urmat la rînd descoperirea cîmpului magnetic în multe alte stele, astfel că existenţa acestuia a devenit generală în spaţiul cosmic, tot atît de generală ca şi a cîmpului gravitaţional însuşi.

Dar o stea care se roteşte într-un cîmp magnetic (care poate fi variabil!) posedă şi un *cîmp electric*. Acest cîmp electric poate fi provocat, de asemenea, de o sarcină electrică netă a obiectului sau chiar de separarea sarcinilor sale electrice (sarcină totală nulă!) ca în cazul dipolului electric. Avem astfel un mecanism electromagnetic acţionînd pe distanţe cosmice, capabil să explice *accelerarea particulelor în procesul de contracţie* a nebuloasei iniţiale şi problemele care se pun sînt numai de ordin cantitativ, de ordinul eficienţei reale. Acelaşi mecanism poate acţiona şi la nivelul galaxiilor, unde se descoperă experimental, pe distanţe mari, existenţa unor cîmpuri magnetice de ordinul a 10^{-6} Oe.

Cîmpul magnetic al Soarelui poate fi foarte vechi; Cowling (1945) arată că el ar putea fi chiar o relicvă a stadiilor iniţiale ale formării Soarelui. Pe această ipoteză au fost construite teorii cosmogonice moderne ale formării sistemului solar, în care forţele electromagnetice joacă un rol important

[1, 107]. În orice caz, putem constata în prezent cum asemenea forțe acționează asupra particulelor ionizate, mult mai puternic decît gravitația, chiar în cadrul sistemului nostru solar. Astfel, asupra unui atom plasat în cîmpul interplanetar va acționa evident numai gravitația (efectul cîmpului magnetic solar asupra unui eventual moment magnetic fiind neglijabil). Forța de atracție gravitațională la nivelul traiectoriei Pămîntului va fi

$$F_N = G \frac{M_{\odot} m_a}{R_{\oplus}} \tag{8.1}$$

unde $M_{\odot}$ este masa Soarelui, $R_{\oplus}$, distanța Pămînt-Soare, iar m_a este masa atomului. Dacă atomul devine ionizat, ionul (sarcină $\pm e$) va fi acționat de forța electromagnetică

$$F_m = \frac{e}{c} [v_{\oplus} H_{\oplus}] \tag{8.2}$$

a cîmpului magnetic solar $H_{\oplus}$ la nivelul Pămîntului. În ipoteza uzuală că acest cîmp se datorește unui dipol magnetic solar cu momentul $P = 0{,}42 \cdot 10^{33}$ gauss·cm^3, avem $H_{\oplus} = 1{,}2 \cdot 10^{-6}$ u.e.m. C.G.S. și dacă m_a este masa atomului de hidrogen, observăm că

$$F_m/F_N \sim 10^5. \tag{8.3}$$

Aceasta ilustrează enorma importanță pe care o pot avea forțele electromagnetice asupra mișcării particulelor, chiar la nivelul traiectoriei Pămîntului și încă mult mai departe.

Mișcarea actuală a particulelor plasmei în cadrul sistemului nostru solar se dovedește a fi extrem de complicată, am putea spune „haotică“ și numai efectele statistice pe intervale de timp și spațiu mari ar putea dai ndicații asupra unor eventuale mișcări ordonate, *de ansamblu*. Principala caracteristică a plasmei este tocmai extrema ei mobilitate; în ea apar mișcări locale diverse, datorită multor cauze și aceste mișcări se propagă rapid în toate direcțiile. Întreg spațiul interplanetar este străbătut în permanență de o mare varietate de radiații (optice, ultraviolete, radiații X și gama, radiații cosmice) cu intensități variabile, iar acest fapt modifică în orice moment configurația mișcării plasmei.

Activitatea solară (pete, erupții etc.) foarte variabilă, ca și cîmpurile magnetice și electrice ale planetelor, contribuie, de asemenea, esențial la aceste modificări. De exemplu, fluxurile permanente de particule emise de Soare (vîntul solar), mișcîndu-se într-un mediu bun conducător de electricitate (plasma interplanetară are o conductibilitate foarte mare), generează ele însele cîmpuri magnetice suplimentare. Modificarea cîmpurilor magnetice, în virtutea legii inducției electromagnetice, duce la apariția unor cîmpuri electrice, iar aceasta conduce la accelerări haotice și la permanente modificări *locale* ale mișcării particulelor. Mișcarea locală a particulelor plasmei poate deveni astfel atît de haotică, încît ea poate apărea *izotropă* atunci cînd o înregistrăm cu ajutorul unor minusculi contori de laborator ca cei utilizați în prezent. A încerca să stabilim, în aceste condiții, direcția unui eventual *curent general* al mișcării, captînd „bucată cu bucată“ aceste particule ale plasmei în contoarele noastre, este echivalent cu a încerca să stabilim direcția de mișcare a unui recipient plin cu gaz, măsurînd mișcarea browniană a fiecărei molecule

în parte: la viteze foarte mari ale recipientului s-ar constata, eventual prin măsurători foarte îngrijite, o slabă anizotropie în direcţia mişcării, aşa cum se şi constată de fapt în cazul radiaţiei cosmice.

Un corp atît de voluminos ca o planetă, cu un cîmp magnetic propriu întinzîndu-se pe mari distanţe, ar putea totuşi detecta un asemenea curent general ordonat al mişcării plasmei interplanetare dacă el ar exista realmente. De fapt lucrurile stau chiar aşa, plasma interplanetară aflată în mişcare circumsolară şi avînd parametrii măsuraţi efectiv în spaţiu cosmic, provoacă tocmai acea accelerare suplimentară din mişcarea de revoluţie a planetelor, cunoscută sub numele de avansul de periheliu, după cum se demonstrează în § 8.2 şi §. 8.5.2. ale lucrării noastre.

În orice caz, constatăm efectiv, în prezent, dincolo de atmosfera terestră, existenţa unor particule relativiste cu energii cinetice uriaşe, care ajung pînă la 10^{20} eV şi care bombardează Pămîntul cu o intensitate de aproximativ o particulă pe centimetru pătrat, pe o secundă şi pe steradian, în perioada de minim a activităţii solare. Este aşa-numita *radiaţie cosmică* alcătuită din particule puternic accelerate, care are, în general, aproximativ următoarea compoziţie: 90% nuclee de hidrogen (protoni), 9% nuclee de heliu (particule α) şi numai 1% alte elemente. Practic avem deci de-a face cu o compoziţie chimică analoagă cu cea a unei nebuloase galactice şi chiar cu cea a Soarelui însuşi, dacă ne gîndim că aici o mare parte a hidrogenului solar a fost transformat deja în heliu prin reacţii termonucleare.

Noi vedem în radiaţia cosmică — a cărei origine constituie încă una din marile enigme ale fizicii — manifestarea vîrtejului solar acţionînd în prezent conform teoriei noastre şi vom demonstra acest lucru cantitativ în secţiunea 8.5.2. Totalitatea cercetătorilor sînt de acord că cel puţin o parte (componenta „moale“) a radiaţiilor cosmice, înregistrate efectiv pe Pămînt şi în spaţiul interplanetar, este de origine solară. Unii consideră însă că partea principală a radiaţiei cosmice se produce în galaxii sau chiar în metagalaxie, iar alţii (H. Alfvèn de exemplu) consideră că această parte principală se naşte în Soare. E. Teller şi M. Richtmeyer [209] demonstrează însă concludent că *radiaţia cosmică trebuie să fie practic în întregime un fenomen solar local*, aşa cum apare ea şi în teoria noastră. De fapt în principal tocmai lipsa unui mecanism adecvat de accelerare a particulelor plasmei interplanetare, pînă la uriaşele lor energii pe care le detectăm experimental în interiorul sistemului nostru solar, face să se caute asemenea mecanisme la distanţe galactice sau metagalactice, conform diverselor teorii în circulaţie; gravitovortexul reprezintă perfect un astfel de mecanism de accelerare „locală“, care acţionează însă pe *intervale foarte mari de timp*.

Rezultă sumar din toate acestea că gravitovortexul nu este un concept *aprioric*, el este *compatibil* cu configuraţia fizică observată a sistemului nostru solar la fel ca şi cu cea a galaxiilor. Aplicarea teoriei generale la studiul particular al mişcării în interiorul acestui sistem are astfel *ab intio* o justificare deplină. Concordanţa bună dintre datele teoriei şi datele de observaţie va dovedi în continuare că această compatibilitate reprezintă de fapt o identitate de esenţă.

Apare totuşi o problemă cu caracter general. Relaţiile stabilite şi discuţia noastră anterioară s-au referit în mare măsură la cazul unui fluid ideal, aşa cum este el conceput conform experienţelor noastre de laborator. Pot fi oare extrapolate aceste concluzii de la scara laboratorului la scara întregului sistem solar, sau chiar mai departe la scara unei galaxii? După cîte ştim astăzi, legile fizicii depind de scara fenomenelor la care se raportează. Aceasta

este o problemă dificilă, cu largi implicații filozofice, pe care nu o putem aborda în detaliu, cu atît mai mult cu cît ea este o problemă încă nerezolvată.

Pentru discuția noastră calitativă dispunem totuși de oarecare indicații generale. În teoria descărcărilor în gaze, anumite „legi de similitudine“ se dovedesc a fi foarte prețioase [47, 79]. Conform acestor legi, cînd se schimbă scara liniară cu un factor η, trăsăturile cele mai caracteristice ale unui fenomen dat rămîn neschimbate, dacă în același timp se schimbă și alte cantități conform tabelului alăturat (tabelul 10).

Tabelul 10

Lungimea, timpul, inductanța, capacitatea variază ca η^{+1}.
Energia particulelor, viteza, potențialul, curentul, rezistența, variază ca η^{0}.
Cîmpul electric, conductivitatea, densitatea gazului, variază ca η^{-1}.
Densitatea de curent, densitatea spațială a sarcinii, variază ca η^{-2}.

Astfel, dacă dorim să aplicăm rezultatele obținute într-un aparat de laborator cu o extindere liniară de 10 cm la fenomenele cosmice, va trebui, conform acestor legi, să creștem scara cu $10^8 \div 10^9$ pentru condițiile existente în imediata vecinătate a Pămîntului, cu 10^{10} pentru Soare, $10^{13} \div 10^{15}$ pentru sistemul planetar al Soarelui și cu $10^{21} \div 10^{22}$ pentru galaxie [2]. Apare astfel posibilitatea de a „reduce“ fenomenele cosmice la nivelul unor experimente de laborator, respectiv de a interpreta aceste fenomene, cu ajutorul rezultatelor și a relațiilor obținute în laborator. Să analizăm sumar, pe această bază, abaterile de la „idealitate“ în cazurile studiate anterior, ale unui ipotetic vîrtej solar.

Raportul dintre dimensiunea unui astfel de vîrtej (dimensiunea întregului sistem solar) și cea a nucleului său (Soarele) va fi

$$\frac{(10^{16} \div 10^{17})\ \mathrm{cm}}{10^{11}\ \mathrm{cm}} \sim (10^5 \div 10^6), \tag{8.4}$$

adică *tubul de vîrtej* solar de dimensiune finită este practic un *fir de vîrtej*.

Dacă în laborator utilizăm pentru studiul proprietăților unui vîrtej apa ($\rho \sim 1\ \mathrm{g/cm^3}$), aceasta va corespunde în sistemul solar unei densități $\rho \sim 10^{-15}\ \mathrm{g/cm^3}$, cu mult mai mare decît densitatea observată. Dacă dimpotrivă considerăm densitatea reală a gazului interplanetar și particulele acestui gaz animate de viteza luminii, aceasta va corespunde unei viteze a apei în laborator,

$$v = \frac{(10^{-21} \div 10^{-22})\ 9 \cdot 10^{20}}{1} \sim (1 \div 10^{-1})\ \mathrm{cm \cdot s^{-1}} \tag{8.5}$$

pentru a realiza o aceeași presiune dinamică, ρv^2.

Aceste calcule și altele asemănătoare ne permit să spunem că vîrtejul solar este mult mai aproape de cazul ideal, decît un vîrtej realizat în laborator. În aceste condiții, rezistențele interne vor fi corespunzător cu mult mai mici, iar viteza particulelor vîrtejului solar nu va putea fi limitată, în general, decît de considerente relativiste.

Și scara timpului este foarte diferită. După cum arată H. Alfvèn, vîrsta întregului univers (considerat la scara galaxiei), corespunde unui fenomen de laborator cu o durată de circa 100 µs. Dacă în laborator un vîrtej durează practic $1 \div 2$ minute, la scara sistemului solar durata sa de existență devine

— conform legilor de similitudine amintite — egală cu durata de existență a sistemului solar însuși, iar valabilitatea teoremei Thompson-Lagrange aplicată în condițiile acestui sistem devine practic aproape absolută. Condițiile existente în sistemul nostru solar se dovedesc astfel a fi deosebit de potrivite pentru aplicarea teoriei generale a gravitovortexului.

Pentru alte mărimi observate în spațiul interplanetar al Soarelui, situația nu mai este însă aceeași; legile de similitudine de mai sus arată că acestea nu pot fi obținute încă în condiții de laborator și, în consecință, concluziile noastre actuale corespunzătoare nu pot fi extrapolate fără rezervă la această scară. Astfel, unui cîmp magnetic foarte slab decelat efectiv în spațiul interplanetar ($10^{-4} \div 10^{-6}$) Oe, îi corespunde un cîmp magnetic „de laborator" de circa 10^8 Oe, imposibil de realizat cu mijloacele tehnice actuale. Aceeași situație se regăsește și pentru cîmpurile electrice. În consecință, extrapolarea rezultatelor de laborator și interpretarea electromagnetică globală a fenomenelor observate în spațiul interplanetar pot crea serioase dificultăți, așa cum se și întîmplă în realitate.

Noi nu cunoaștem comportarea reală a materiei, supusă unor cîmpuri electromagnetice atît de intense și, de aceea, electrodinamica cosmică actuală rămîne în mare măsură o știință a ipotezelor. Abia în viitorul mai mult sau mai puțin îndepărtat ne putem aștepta să se construiască acceleratoare de particule cu energii de pînă la $10^{12} \div 10^{13}$ eV, care să permită abordarea în linii mari a unui astfel de comportament, dar noi recepționăm în prezent cu ajutorul contoarelor, în imediata vecinătate a Pămîntului, particule cosmice cu energii uriașe, de pînă la 10^{20} eV. O singură particulă elementară cu o asemenea energie (circa 10 jouli), ar fi capabilă să aprindă un mic bec electric. Deocamdată acceleratorul cosmic reprezintă singura sursă de particule cu energii foarte mari de care dispun fizicienii, iar mecanismul său de funcționare este încă foarte departe de a fi cunoscut. Din aceste motive am preferat să conducem discuția noastră în legătură cu elaborarea unei noi teorii a gravitației, în termenii teoriei gravitovortexului, deși, așa cum vom demonstra în ultimele capitole ale acestei lucrări, forțele suplimentare presupuse de această teorie sînt de fapt. . . de origine electromagnetică.

8.2. MIȘCAREA ELIPTICĂ: TREI CORECȚII REMARCABILE

Să aplicăm acum teoria generală a gravitovortexului la cazul concret al mișcării planetare neperturbate, cunoscută în teoria newtoniană a gravitației sub numele de mișcare eliptică. Din cele discutate în § 7.3 a rezultat că în gravitovortex nu există, în general, traiectorii închise, prototipul lor fiind — funcție de condițiile inițiale ale mișcării — spirale de diferite tipuri, înfășurătoare sau desfășurătoare. În speță mișcarea planetelor în jurul Soarelui va fi o mișcare pe o spirală desfășurătoare adică planetele se vor îndepărta lent de Soare la fiecare revoluție, cu o distanță infimă Δr, care poate fi ușor calculată. Dealtfel n-am putea înțelege coerent expansiunea universului revelată de legea lui Hubble decît în cadrul unei teorii compatibilă cu expansiunea sistemului solar însuși, așa cum este gravitovortexul.

În mișcarea planetară, corecțiile traiectoriilor pe care le aduce gravitovortexul în raport cu teoria newtoniană sînt totuși relativ mici (pentru perioade de timp mici), astfel încît vom putea vorbi în cele ce urmează de mișcări gravitovortex *cvasieliptice* sau *cvasicirculare*, în scopul de a uniformiza atît tratamentul matematic al problemei, cît și limbajul folosit; aceasta ne

va permite compararea directă a rezultatelor de calcul conform celor două teorii.

Pentru determinarea traiectoriei unei planete de masă m în cîmpul gravitovortex al Soarelui de masă M, într-un sistem de coordonate sferice r, θ, φ plasat în centrul O al Soarelui și dacă ținem cont de faptul că mișcarea este plană (§ 7.6), vom putea utiliza relația cunoscută (§ 2.3)

$$\theta = \int \frac{\frac{\mathfrak{M}}{r^2}\,\mathrm{d}r}{\sqrt{2\,m\,[E - U(r)] - \frac{\mathfrak{M}^2}{r^2}}} + \text{const}, \tag{8.6}$$

unde $\mathfrak{M}$ și E reprezintă respectiv momentul cinetic și energia particulei de masă m aflată la distanța r de centrul de forță O.

Introducînd în (8.6) expresia potențialului gravitovortex (7.213)

$$U\,(r) = -\,m\left(\frac{GM}{r} + \frac{1}{2\rho'}\,\frac{\rho\Gamma^2}{4\pi^2}\,\frac{1}{r^2}\right) = -\,m\left(\frac{\theta_N}{r} + \frac{\theta_s}{2\rho' r^2}\right) \tag{8.7}$$

vom avea

$$\theta = \int \frac{\frac{\mathfrak{M}}{r^2}\,\mathrm{d}r}{\sqrt{2m\left(E + \frac{m\theta_N}{r}\right) - \frac{\mathfrak{M}^2}{r^2}\left(1 - \frac{m^2\theta_s}{2\rho'\mathfrak{M}^2}\right)}} + \text{const}. \tag{8.8}$$

Dacă ținem cont că

$$\mathfrak{M} = m\,C \tag{8.9}$$

și notînd

$$\gamma_0 = 1 - \frac{\theta_s}{2\rho' C^2}, \tag{8.10}$$

vom obține

$$\theta = \int \frac{\frac{\mathfrak{M}}{r^2}\,\mathrm{d}r}{\sqrt{2m\left(E + \frac{m\theta_N}{r}\right) - \frac{\mathfrak{M}^2}{r^2}\,\gamma_0}} + \text{const}. \tag{8.11}$$

Efectuînd o integrală elementară în (8.11) rezultă imediat ecuația traiectoriei

$$\theta = \frac{1}{\gamma_0}\,\arccos \frac{\frac{\mathfrak{M}}{r} - \frac{m\theta_N}{\mathfrak{M}\gamma_0}}{\sqrt{\frac{2mE}{\gamma_0} + \frac{m^2\theta_N^2}{\mathfrak{M}^2\gamma_0^2}}} + \text{const}. \tag{8.12}$$

Să alegem originea unghiului θ astfel încît constanta să fie nulă; vom putea scrie atunci

$$\frac{\frac{\mathcal{M}}{r} - \frac{m\theta_N}{\mathcal{M}\gamma_0}}{\sqrt{\frac{2mE}{\gamma_0} + \frac{m^2\theta_N^2}{\mathcal{M}^2\gamma_0^2}}} = \cos\sqrt{\gamma_0}\theta, \tag{8.13}$$

sau, dacă introducem notațiile

$$p_g = \frac{\mathcal{M}^2}{m\theta_N}\gamma_0 \tag{8.14}$$

și

$$e_g = \sqrt{1 + \frac{2E\mathcal{M}^2}{m\theta_N^2}\gamma_0}, \tag{8.15}$$

vom putea scrie relația (8.13) sub forma:

$$\frac{p_g}{r} = 1 + e_g\cos\sqrt{\gamma_0}\theta \tag{8.16}$$

unde γ_0 este — după cum se vede din (8.10) — o *constantă pentru o mișcare dată.*

Relația (8.16) reprezintă ecuația traiectoriei *cvasieliptice* în gravitovortex. Se vede ușor că dacă mișcarea se face într-un spațiu absolut vid ($\rho = 0$), avem $\theta_s = 0$ și deci $\gamma_0 = \gamma = 1$ și relația (8.16) devine ecuația unei elipse adevărate

$$\frac{p}{r} = 1 + e\cos\theta, \tag{8.17}$$

adică traiectoria gravitovortex se confundă cu cea newtoniană. În cazul în care spațiul mișcării nu este vid ($\rho \neq 0$), parametrul $\gamma_0 < 1$ și cele două traiectorii diferă după cum urmează.

1. *Parametrul p_g al traiectoriei,*

$$p_g = \frac{\mathcal{M}^2}{m\theta_N}\gamma_0 = \frac{\mathcal{M}^2}{m\theta_N^2} - \frac{m}{2\rho'}\frac{\theta_s}{\theta_N}, \tag{8.18}$$

scade în raport cu parametrul p al conicei newtoniene dat de relația

$$p = \frac{\mathcal{M}^2}{m\theta_N}. \tag{8.19}$$

2. *Excentricitatea,*

$$e_g = \sqrt{1 + \frac{2E\mathcal{M}^2}{m\theta_N^2}\gamma_0} = \sqrt{1 + \frac{2E\mathcal{M}^2}{m\theta_N} - E\frac{m}{\rho'}\frac{\theta_s}{\theta_N^2}}, \tag{8.20}$$

scade în raport cu excentricitatea elipsei newtoniene

$$e = \sqrt{1 + \frac{2E\mathcal{M}^2}{m\theta_N^2}}, \tag{8.21}$$

deoarece pentru mișcarea eliptică $E < 0$.

3. *Semiaxa mare,*

$$a = \frac{p}{1 - e^2} = \frac{\dfrac{\mathfrak{M}^2}{m\theta_N}\gamma_0}{\dfrac{2E\mathfrak{M}^2}{m\theta_N^2}\gamma_0} = \frac{\theta_N}{|E|}, \tag{8.22}$$

rămîne invariabilă (a se vedea fig. 54, *b*).

4. *Semiaxa mică,*

$$b_g = \frac{p}{\sqrt{1 - e^2}} = \frac{\dfrac{\mathfrak{M}^2}{m\theta_N}\gamma_0}{\dfrac{\mathfrak{M}}{\theta_N}\sqrt{\dfrac{2E}{m}\gamma_0}} = \frac{\mathfrak{M}}{\sqrt{2m|E|}}\sqrt{\gamma_0}, \tag{8.23}$$

scade în raport cu valoarea newtoniană dată de relația

$$b = \frac{\mathfrak{M}}{\sqrt{2m|E|}}. \tag{8.24}$$

Energia potențială eficace minimă și raza corespunzătoare acestei energii se modifică conform cu relațiile (7.201) și (7.200).

Se observă că toate corecțiile aduse de gravitovortex mișcării planetare newtoniene pot fi interpretate sintetic prin intermediul parametrului γ_0 (8.10), care diferă cantitativ de parametrul γ definit anterior (7.194); pentru mișcarea într-un vîrtej pur, caracterizată de valoarea $\gamma = 0$, vom avea evident $\gamma_0 = \frac{1}{2}$. În aceste condiții și ținînd cont de faptul că în gravitovortex $0 \leqslant \gamma \leqslant 1$, parametrii mișcării, discutați mai sus, vor avea, în toate cazurile mișcărilor posibile în gravitovortex, valori finite, diferite de zero.

Mișcarea planetară neperturbată în gravitovortex, al cărui prototip este prezentat în figura 54 *b* și *c*, presupune suplimentar alte două corecții în raport cu mișcarea planetară newtoniană și anume o corecție a mișcării periheliului orbitei și o corecție a perioadei mișcării de revoluție. Vom calcula în cele ce urmează aceste corecții suplimentare.

Avansul de periheliu. Prezența termenului corespunzător vîrtejului în ecuația cîmpului gravitovortex face ca traiectoria mișcării finite să înceteze de a mai fi închisă: la fiecare revoluție periheliul orbitei se deplasează cu un unghi $\delta\theta$ (fig. 57), care măsoară tocmai avansul de periheliu (în raport cu mișcarea principală newtoniană) și care este dat de relația cunoscută

$$\delta\theta = 2\int_{r_{min}}^{r_{max}} \frac{\dfrac{\mathfrak{M}}{r^2}\,\mathrm{d}r}{\sqrt{2m[E - U(r)] - \dfrac{\mathfrak{M}^2}{r^2}}}. \tag{8.25}$$

Să evaluăm acest avans, pentru o rotație completă a particulei în jurul centrului de forță gravitovortex.

În scopul evitării, în cele ce urmează, a integralelor divergente, vom scrie relația (8.25) sub forma echivalentă

$$\delta\theta = -2\frac{\partial}{\partial\mathfrak{M}}\int_{r_{min}}^{r_{max}}\sqrt{2m[E - U(r)] - \frac{\mathfrak{M}^2}{r^2}}\,\mathrm{d}r. \tag{8.26}$$

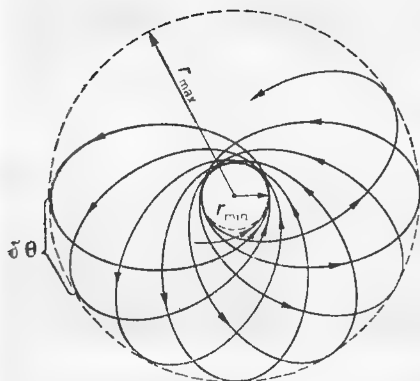


Fig. 57. Schiță pentru explicarea avansului de periheliu în mișcarea circumsolară a planetelor și în mișcarea intraatomică a electronilor (v. § 11.2)

Să punem

$$U(r) = -\frac{\theta_N}{r} + \delta U(r), \tag{8.27}$$

unde, evident,

$$\delta U(r) = -\frac{m}{2\rho'}\frac{\rho\Gamma^2}{4\pi^2}\frac{1}{r^2}, \tag{8.28}$$

și să dezvoltăm expresia de sub semnul sumă după puterile lui U; termenul de ordinul zero al dezvoltării dă 2π, iar termenul de ordinul doi dă deplasarea $\delta\theta$ căutată

$$\delta\theta = \frac{\partial}{\partial \mathfrak{M}}\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \frac{2m\delta U(r)\, \mathrm{d}r}{\sqrt{2m\left(E + \frac{\theta_N}{r}\right) - \frac{\mathfrak{M}^2}{r^2}}}, \tag{8.29}$$

sau

$$\delta\theta = \frac{\partial}{\partial \mathfrak{M}}\left(\frac{2m}{\mathfrak{M}}\int_0^{\pi} r^2 \delta U(r)\, \mathrm{d}\theta\right), \tag{8.30}$$

unde am trecut de la integrarea în raport cu $\mathrm{d}r$ la integrarea în raport cu $\mathrm{d}\theta$, de-a lungul traiectoriei neperturbate.

Înlocuind expresia (8.28) în (8.30) și integrînd, obținem

$$\delta\theta = \frac{\pi m^2}{\mathfrak{M}^2}\frac{\rho\Gamma^2}{4\pi^2\rho'} = \frac{\pi m^2}{\mathfrak{M}^2}\frac{\theta_s}{\rho'} \tag{8.31}$$

sau, ținînd cont de relațiile cunoscute

$$\mathfrak{M}^2 = (mC)^2 \tag{8.32}$$

și

$$\frac{C^2}{GM} = (1 - e^2)\, a, \tag{8.33}$$

obținem

$$\delta\theta = \pi\frac{\theta_s}{\rho' C^2} = \pi\frac{\theta_s}{\rho' GM}\frac{1}{a(1 - e^2)}. \tag{8.34}$$

De asemenea, ținînd cont de expresia (7.194) a parametrului γ, putem scrie

$$\delta\theta = \pi(1 - \gamma). \tag{8.35}$$

Unghiul total descris de particulă între două treceri consecutive la periheliu va fi

$$\theta^* = 2\pi + \delta\theta, \tag{8.36}$$

în timp ce în teoria newtoniană acest unghi are valoarea invariabilă 2π. Se vede simplu că pentru spațiul absolut vid ($\rho = 0$) în care operează această teorie, avem conform gravitovortexului $\gamma = 1$ și, în consecință, $\delta\theta = 0$. Corecțiile $\delta\theta$ pot fi măsurate experimental, așa cum am văzut din lucrările lui Le Verrier și S. Newcomb, și ele s-au dovedit a fi în bun acord cu cele prescrise de teoria relativității generale.

În § 4.5 noi am arătat că avansul de periheliu furnizat de gravitovortex poate avea exact aceeași ecuație și, în consecință, aceleași valori cantitative ca și cele date de relativitatea generală; prin urmare, relația (8.34) este absolut echivalentă cu relația relativistă (4.156). Ea conține însă mărimi strict specifice gravitovortexului, ca de exemplu forța absolută a centrului (Soarelui) θ_s, care, nefiind mărimi convenționale, nu au fost determinate pînă în prezent. În paragraful următor vom folosi relația (8.34) tocmai pentru a demonstra că mărimea θ_s este într-adevăr o constantă și pentru a calcula valoarea acestei noi constante solare, care va juca un rol important în dezvoltările noastre ulterioare.

Durata unei revoluții. Se înțelege că o planetă dată, care execută în jurul Soarelui o mișcare gravitovortex de tipul celei prezentate în figura 54 *b* și *c*, nu poate avea o perioadă a mișcării egală cu cea newtoniană, deoarece ea străbate un *spațiu suplimentar*, determinat de valoarea $\delta\theta$. În consecință, perioada gravitovortex va fi mai mare decît perioada corespunzătoare newtoniană.

Trebuie să precizăm că perioadele de revoluție ale planetelor sînt cunoscute cu o precizie considerabilă. Ele, cel puțin cele telurice, s-au rotit în jurul Soarelui de foarte multe ori în intervalul de timp de cînd oamenii au început să se intereseze de mișcarea lor, dînd astfel posibilitatea determinării unor perioade foarte exacte. Mai corect ar fi să spunem că raporturile dintre aceste perioade sînt cunoscute cu o precizie considerabilă, deoarece rotația Pămîntului în jurul axei sale variază foarte mult în timp. Precizia cu care este cunoscut raportul dintre perioadele planetare este în prezent de circa 10^{-8}; este cea mai mare precizie cu care observația astronomică a putut determina direct un parametru al mișcării planetare.

Dacă în ecuația mișcării (7.236) punem

$$u = \frac{1}{r}, \tag{8.37}$$

această ecuație devine

$$\left(\frac{du}{d\theta}\right)^2 = -\gamma u^2 + \frac{2\theta_N}{C^2}u + \frac{2h}{C^2} = P(u), \tag{8.38}$$

de unde deducem

$$\theta = \pm\int\frac{du}{\sqrt{P(u)}} + \text{const}, \tag{8.39}$$

relaţie complet echivalentă cu ecuaţia (8.6), utilizată la determinarea traiectoriei particulei. Ţinînd cont de relaţia (7.242), putem scrie

$$t = \frac{1}{C}\int r^2\, d\theta, \tag{8.40}$$

sau

$$t = \frac{1}{C}\int \frac{du}{u^2\sqrt{P(u)}} + \text{const}, \tag{8.41}$$

ecuaţie care ne dă durata mişcării.

Fie α şi β cele două rădăcini ale polinomului de gradul doi, $P(u)$. Avem

$$P(u) = \gamma(u - \alpha)(u - \beta) \tag{8.42}$$

şi deci

$$t = \frac{\pm 1}{C}\int \frac{du}{u^2\sqrt{\gamma(u-\alpha)(u-\beta)}} + \text{const.} \tag{8.43}$$

Să notăm cu $a(1-e)$ şi $a(1+e)$ valorile variabilei r corespunzînd valorilor α şi β ale variabilei u, astfel încît, să avem

$$\beta = \frac{1}{a(1-e)}; \quad \alpha = \frac{1}{a(1+e)}. \tag{8.44}$$

Facem simultan şi o schimbare de variabilă de forma

$$u = \frac{1 + e\cos\omega}{a(1-e^2)} \tag{8.45}$$

astfel că u variază de la β la α cînd unghiul auxiliar ω variază de la 0 la π. Rezultă

$$du = \frac{-e\sin\omega}{a(1-e^2)}. \tag{8.46}$$

Introducînd acestea în expresia (8.43), obţinem, prin efectuarea calculelor, următoarea relaţie intermediară

$$t = \frac{2a^2(1-e^2)}{\sqrt{\gamma}C}\int_0^{\pi} \frac{d\omega}{(1 + e\cos\omega)^2}. \tag{8.47}$$

Dar

$$\int_0^{\pi} \frac{d\omega}{(1 + e\cos\omega)^2} = \frac{\pi}{(1+e^2)^{3/2}}, \tag{8.48}$$

deci perioada mişcării va fi

$$T = \frac{2a^2(1-e^2)}{\sqrt{\gamma}C}\,\frac{\pi}{(1-e^2)^{3/2}} \tag{8.49}$$

sau

$$T = \frac{2\pi a^2\sqrt{1-e^2}}{\sqrt{\gamma}\,C}. \tag{8.50}$$

Ținînd cont de relația (8.33), putem scrie expresia perioadei mișcării în gravitovortex sub forma

$$T = \frac{2\pi a^{3/2}}{\sqrt{\gamma}\sqrt{GM}}. \tag{8.51}$$

După cum se vede, această perioadă respectă legea a III-a a lui Kepler, ceea ce dovedește odată în plus că mișcarea conform gravitovortexului este într-adevăr o mișcare inerțială.

Dacă considerăm perioada mișcării newtoniene, T_N, dată de relația cunoscută

$$T_N = \frac{2\pi a^{3/2}}{\sqrt{GM}}, \tag{8.52}$$

putem scrie perioada gravitovortex sub forma

$$T = \frac{1}{\sqrt{\gamma}} T_N. \tag{8.53}$$

Perioada newtoniană a mișcării este deci perioada minimă posibilă ($\gamma = 1$) în gravitovortex și acest lucru este ușor de înțeles din punct de vedere fizic.

Să comparăm sub raport cantitativ perioada mișcării gravitovortex cu perioada corespunzătoare furnizată de relativitatea generală (4.160), de exemplu, în cazul planetei Pămînt. Așa cum vom demonstra în continuare, la nivelul traiectoriei acestei planete avem

$$f = \frac{\theta_s}{\rho' C^2} = 6{,}67 \cdot 10^{-8} \tag{8.54}$$

și deci

$$\gamma = 1 - f = 1 - 6{,}67 \cdot 10^{-8}. \tag{8.55}$$

În consecință, valoarea perioadei gravitovortex va fi

$$T = \frac{T_N}{\sqrt{\gamma}} = \frac{T_N}{\sqrt{1 - 6{,}67 \cdot 10^{-8}}} \sim T_N\left(1 + \frac{1}{2}\, 6{,}67 \cdot 10^{-8}\right), \tag{8.56}$$

sau

$$\Delta T = T - T_N = \frac{\theta_s}{2\rho' C^2} T_N \sim 3{,}3 \cdot 10^{-8}\, T_N. \tag{8.57}$$

Deoarece pentru Pămînt $T_N = 3{,}17 \cdot 10^7$ s/revoluție, rezultă $\Delta T \sim 1$ s/revoluție, sau o corecție seculară de $\Delta T \sim 100$ s; această corecție este practic egală cu corecția relativistă corespunzătoare

$$\Delta T = T - T_N = \frac{3GM}{a c^2} \sim 3 \cdot 10^{-8}\, T_N, \tag{8.58}$$

analizată anterior (§ 4.4.2).

După cum se observă, valoarea corecțiilor (relativiste sau gravitovortex) ale perioadelor mișcării newtoniene se află în prezent, practic, la limita preciziei actuale de observație și ele par confirmate de o serie de măsurători. Va mai trebui însă să treacă un timp pentru a putea considera aceste confirmări cu toată certitudinea.

Trebuie să subliniem faptul că, alături de deja confirmatul avans de periheliu, teoria relativității generale așteaptă, din stabilirea definitivă a corecțiilor perioadelor planetare, o nouă confirmare majoră a valabilității sale. Aceste confirmări privesc în egală măsură, așa cum am văzut mai sus, gravitovortexul. În plus, în gravitovortex există o a treia corecție remarcabilă a mișcării circumsolare, care se află cu mult deasupra limitei preciziei actuale de observație și, în consecință, poate fi confirmată imediat.

Este vorba de corecția excentricităților conform relației (8.20), care nu numai că poate fi confirmată experimental direct, dar permite rezolvarea unei adevărate dileme a mecanicii cerești actuale: mișcarea cometară. Într-adevăr, mișcarea unui număr foarte mare de comete se dovedește a fi, conform mecanicii cerești newtoniene, o mișcare parabolică sau chiar hiperbolică, avînd excentricități foarte aproape de valoarea $e = 1$ (a se vedea tabelul 26). Conform corecției (8.20) toate aceste mișcări vor avea în gravitovortex $e < 1$, adică vor fi eliptice, periodice, în deplin acord cu mișcarea periodică observată și cu toate teoriile de specialitate privind natura circumsolară a acestei mișcări cometare.

Confirmarea celei de a treia corecții, furnizată suplimentar de gravitovortex, reprezintă un argument foarte concret, cu implicații practice imediate, în favoarea posibilităților mai largi oferite de teoria noastră în raport cu teoria relativității generale a lui Einstein. De aceea, capitolul 10 al acestei lucrări va fi dedicat în întregime mișcării cometelor, bolizilor, meteoriților și asteroizilor și calculelor cantitative ale corecțiilor traiectoriilor lor, care întrec cu mult, în valoare relativă, corecțiile necesare mișcării periheliilor planetare.

O a patra corecție cu posibilități de verificare imediată adusă de gravitovortex mișcării planetare newtoniene o constituie corecția longitudinilor nodurilor. Vom discuta această problemă într-un alt capitol al lucrării de față (§ 12), după ce vom mai preciza în continuare și alte proprietăți și aspecte specifice ale cîmpului gravitovortex.

Mișcarea perturbată. Această mișcare a fost deja analizată în § 4.5, deoarece gravitovortexul conține suplimentar față de legea atracției newtoniene un termen variind invers proporțional cu cubul distanței. Vom reaminti totuși pe scurt cîteva considerații generale, în maniera și cu notațiile utilizate în stabilirea ecuațiilor Lagrange (§ 3.2).

Fără a schimba cu nimic ipotezele mecanicii cerești clasice, vom considera că atracția gravitațională dintre Soare și planeta P are ca valoare algebrică expresia $Mm\,F(r)$ în locul expresiei newtoniene $-GMm/r^2$ și că aceeași atracție între planetele P și P' are ca valoare algebrică expresia $mm'F(r_{mm'})$ în locul expresiei $-Gmm'/r^2_{mm'}$. Se înțelege că $F(r)$ reprezintă corespunzător tocmai forța de atracție gravitovortex (7.188).

Ecuațiile diferențiale ale mișcării planetei P în raport cu Soarele se scriu imediat și pot fi puse sub forma

$$\begin{aligned}
\frac{d^2 x}{dt^2} &= -G(M+m)\frac{x}{r^3} + \frac{\partial R}{\partial x},\\
\frac{d^2 y}{dt^2} &= -G(M+m)\frac{y}{r^3} + \frac{\partial R}{\partial y},\\
\frac{d^2 z}{dt^2} &= -G(M+m)\frac{z}{r^3} + \frac{\partial R}{\partial z},
\end{aligned} \tag{8.59}$$

unde funcţia perturbatoare R admite expresia

$$R = (M + m)\int F(r)\,\mathrm{d}r - \frac{G(M + m)}{r} +$$

$$+\sum m'\left[\int F(r_{mm'})\,\mathrm{d}r_{mm'} + \frac{xx' + yy' + zz'}{r'}F(r')\right]. \tag{8.60}$$

Prin urmare, ecuaţiile diferenţiale ale mişcării perturbate, pe care trebuie să le satisfacă elementele osculatoare ale planetei P în gravitovortex, sînt, de asemenea, ecuaţiile Lagrange, unde funcţia perturbatoare este înlocuită de expresia (8.60). Această expresie este o sumă de termeni din care primul corespunde mişcării neperturbate a planetei P în jurul Soarelui, mişcare care a fost studiată chiar în cadrul paragrafului de faţă.

Există posibilitatea de a simplifica mult calculele fără a afecta cu nimic precizia lor, dacă observăm că în cîmpul vîrtejului pe care gravitovortexul îl conţine suplimentar în raport cu cîmpul gravitaţional newtonian, circulaţia Γ este diferită de zero numai pentru curbe care înconjură originea; pentru orice alte curbe închise, care lasă originea în afara lor, circulaţia este nulă, după cum ne putem convinge scriind că

$$\Gamma = \oint \mathbf{v}\,\mathrm{d}\mathbf{s}. \tag{8.61}$$

Dacă sensul de parcurs al curbei închise C (fig. 58) este, de exemplu, ca şi sensul lui $\mathbf{v}$ (adică invers acelor ceasornicului), proiecţia lui $\mathrm{d}\mathbf{s}$ pe $\mathbf{v}$ este $r\mathrm{d}\theta$, pozitivă pe porţiunea ABC şi negativă pe porţiunea CDA a parcursului, astfel că

$$\Gamma = \oint_C \mathbf{v}\cdot\mathrm{d}\mathbf{s} = \int_{ABC} \frac{\Gamma}{2\pi r}\cdot r\mathrm{d}\theta + \int_{CDA} \frac{\Gamma}{2\pi r}\cdot r\mathrm{d}\theta =$$

$$= \frac{\Gamma}{2\pi}(\theta_2 - \theta_1) + \frac{\Gamma}{2\pi}(\theta_1 - \theta_2) = 0. \tag{8.62}$$

Aşadar, *cîmpul mişcării într-un vîrtej este nerotaţional în afara originii* şi de aceea această mişcare se mai numeşte şi „mişcare cu circulaţie într-un cîmp potenţial". În aceste condiţii influenţa vîrtejului solar asupra atracţiei

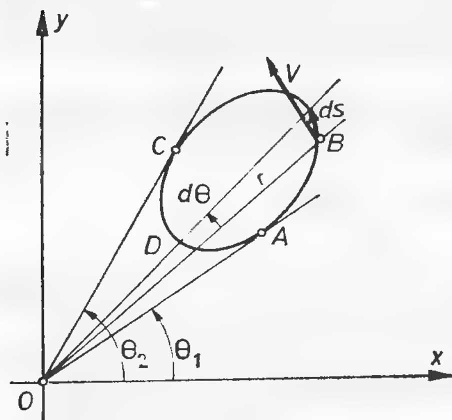


Fig. 58. Circulaţia în domeniul unui vîrtej

dintre planete este nulă, ceea ce permite să considerăm această atracție ca fiind datorată exact forței gravitaționale newtoniene. În consecință, putem înlocui factorul lui m' din relația (8.60) cu expresia sa newtoniană

$$G\left(\frac{1}{r_{mm'}} - \frac{xx' + yy' + zz'}{r'^3}\right). \tag{8.63}$$

Prin urmare, perturbațiile de primul ordin ale fiecărei planete P sînt sumele perturbațiilor acestei planete provocate de toate celelalte planete P' și a corecțiilor obținute în mișcarea cvasieliptică datorate legii forțelor în gravitovortex. În acest stadiu al pledoariei noastre putem conchide că legea forțelor gravitovortex nu introduce (deocamdată) în mișcarea planetară clasică inegalități seculare nici ale axelor mari, nici ale înclinărilor planelor orbitale și nici ale longitudinilor nodurilor. Ea introduce, similar cu teoria relativității generale, numai inegalitatea longitudinilor periheliului (avansul de periheliu) și a longitudinilor medii ale epocii (perioada de revoluție). În plus față de relativitatea generală, gravitovortexul introduce inegalitatea excentricităților, corecție asupra căreia vom reveni pe larg în capitolul 10.

8.3. O NOUĂ CONSTANTĂ „SOLARĂ"

Din ecuația cîmpului de forțe gravitovortex (7.188) creat de un corp material de masă M în spațiul înconjurător, deosebim — din punct de vedere fizic — două cîmpuri distincte de forțe și anume: unul „static", newtonian, în care forța de atracție $\mathbf{F}_N$ depinde numai de poziția relativă, adică numai de distanța r relativă la corpul M, altul dinamic, cîmpul vortex, în care forța de atracție $\mathbf{F}_v$ depinde suplimentar și de mișcarea relativă dintre punctul din spațiu situat la distanța r de corpul material M și acest corp. Primul dintre aceste cîmpuri este creat de substanța materială conținută de corp caracterizată de masa M, mai exact, de produsul $\theta_N = GM$, numit de Newton „forța absolută a centrului" și care în teoria newtoniană a gravitației este o constantă a cîmpului gravitațional; cel de al doilea este creat de *rotația substanței materiale* a corpului, caracterizată de mărimea $\theta_s = \rho\Gamma^2/4\pi^2$, care în gravitovortex reprezintă efectiv o forță absolută a centrului și o constantă absolută a întregului cîmp.

Raportul acestor două constante, θ_s/θ_N, este egal — așa cum vom vedea în paragraful următor — cu așa-numita rază gravitovortex, R_g, a corpului material M și reprezintă în esență corecțiile pe care gravitovortexul le aduce teoriei newtoniene a gravitației, la fel cum raza gravitațională relativistă, r_g, reprezintă în esență corecțiile pe care relativitatea generală le aduce aceleiași teorii. Deoarece mărimea θ_s este o mărime neconvențională pentru teoriile actuale ale gravitației, iar parametrii care o definesc nu sînt nici ei uzuali în aceste teorii, se impune să determinăm „pe cont propriu" valoarea acestei mărimi și să demonstrăm cantitativ că ea este efectiv o constantă a cîmpului gravitovortex.

Am putea face o primă încercare de determinare cu ajutorul parametrilor corespunzători măsurați într-un vîrtej galactic, de exemplu, în galaxia M 31 (Andromeda), conform diagramei din figura 33. Deoarece diagrama se referă la mișcarea hidrogenului neutru, pentru a obține date semnificative din punctul de vedere care ne interesează aici, va trebui să considerăm regiunile periferice ale galaxiei unde efectul de ionizare produs de stele este practic nul, iar mișcarea hidrogenului neutru este reprezentativă pentru mișcarea

totalității gazului existent. Astfel la distanța de 30 kpc de centrul galaxiei viteza de rotație a gazului galactic este de circa 200 km/s; dacă admitem o densitate medie a gazului de circa 10^{-28} g/cm^3, rezultă

$$\theta_s = \frac{\rho \Gamma^2}{4\pi^2} = \rho r^2 v^2 = 10^{-28}(3 \cdot 10^4 \times 3{,}084 \cdot 10^{18})^2 (2 \cdot 10^7)^2 \sim 3{,}4 \cdot 10^{32} \text{ dyn.} \tag{8.64}$$

După cum se observă din diagrama 33, aceasta este practic *o valoare tipică pentru toate galaxiile analizate, indiferent de tipul lor structural.* Dacă considerăm și masa tipică pentru o galaxie (fig. 34) ca fiind de 10^{10} mase solare, adică $2 \cdot 10^{43}$g, constanta newtoniană a galaxiei va fi

$$\theta_N = GM = 6{,}67 \cdot 10^{-8} \times 2 \cdot 10^{43} \sim 1{,}3 \cdot 10^{36}; \tag{8.65}$$

din compararea celor două rezultate se observă că valoarea relativă a constantei gravitovortex este semnificativă. Desigur această valoare dedusă din mișcarea intragalactică nu poate fi decît orientativă, din cauza aproximațiilor mari, inerente măsurătorilor cu aparatajul actual la asemenea distanțe.

Cea mai exactă valoare a constantei gravitovortex ar trebui totuși să fie dedusă din rezultatele unor măsurători efectuate în sistemul nostru solar, mult mai accesibil observațiilor precise. Din păcate, precizia datelor experimentale asupra distribuției gazului interplanetar și asupra mișcării lui pe ansamblu este cu totul insuficientă în prezent; electrodinamica cosmică se află practic în faza de debut.

Nici din mișcarea observată a nucleului vîrtejului solar (Soarele) nu putem deduce o valoare prea exactă, deoarece nu cunoaștem exact la ce adîncime în fotosferă se află acest nucleu care se rotește ca un solid și nici cît de rapidă este rotația sa. Dacă considerăm densitatea medie a Soarelui $\rho = 1{,}41$ g/cm^3, viteza medie de rotație (dedusă din mișcarea petelor solare la nivelul fotosferei) $v = 2{,}02 \cdot 10^6$ cm/s și raza $r = 7 \cdot 10^{10}$ cm, rezultă o valoare $\theta_s = 3 \cdot 10^{32}$ dyn. Aproximațiile pe care le facem în acest caz sînt datorate faptului că viteza măsurată nu reflectă mișcarea potențială a vîrtejului solar, deoarece Soarele observabil (fotosfera) se află în zona de tranziție a vîrtejului, unde au loc procese disipative importante, care nu pot fi evaluate fără a face ipoteze suplimentare.

Să reținem totuși faptul interesant că deși masa gravitațională medie a galaxiilor este de circa 10^{10} ori mai mare decît masa gravitațională a Soarelui, cele două „forțe absolute ale centrelor“, θ_s, sînt practic egale. Ar rezulta de aici două concluzii importante:

a) că mărimea gravitovortex θ_s este o constantă universală, aceeași pentru o galaxie ca și pentru sistemul solar, deci independentă de valoarea masei sistemului considerat;

b) în consecință, că va trebui să raportăm — în general — această constantă, nu la produsul $\theta_N = GM$, ci la mărimea G, care reprezintă în teoria actuală a gravitației, de asemenea, o constantă universală; acest raport, θ_s/G, are aproximativ valoarea 10^{40}.

Dacă facem raportul dintre forța electrică și forța gravitațională cu care un proton atrage un electron în interiorul unui sistem cosmic minuscul, atomul vom găsi din nou $\theta_s = e^2/m_p m_e \sim 2 \cdot 10^{32}$, unde e reprezintă sarcina electrică elementară; raportînd această valoare „atomică“ la mărimea G obținem binecunoscutul număr uriaș 10^{40}, cu care speculează o celebră ipoteză a lui

P.A.M. Dirac şi multe teorii relativiste moderne ale gravitaţiei (§ 10.3). El este egal şi cu raportul dintre constanta gravitovortex şi constanta gravitaţiei universale a lui Newton. Utilizînd o astfel de bază analogică vom identifica, în continuare (§ 11.1), forţa suplimentară introdusă de gravitovortex ca fiind de fapt o forţă de natură electrică.

Să nu anticipăm însă prea mult şi să încercăm deocamdată să determinăm o valoare ceva mai exactă pentru mărirea θ_s. Dacă din (8.34) scriem expresia „forţei absolute“ a vîrtejului solar astfel

$$\theta_s = \frac{\rho\Gamma^2}{4\pi^2} = \frac{\delta\theta}{\pi}\rho' C^2, \tag{8.66}$$

observăm că am putea determina suficient de exact valoarea sa din mişcarea observată a planetelor, la nivelul de precizie cu care sînt cunoscute avansurile lor de periheliu ($\delta\theta$), densitatea ρ' şi constanta ariilor (C). Vom utiliza în cele ce urmează această posibilitate, care oferă — ţinînd cont de datele experimentale şi interpretările convenţionale actuale — un maximum de precizie posibilă.

În afara avansurilor de periheliu relativ bine cunoscute avem nevoie, conform relaţiei (8.66), şi de alţi parametri ai planetelor. Dispunem astăzi, cel puţin pentru cele patru planete telurice ale sistemului nostru solar, de două categorii de valori ale „constantelor“ lor astronomice, după cum urmează.

1. Valori rezultate din calcule de mecanică cerească, sprijinite de observaţii efectuate de pe Pămînt asupra mişcării planetelor. Aceste calcule se bazează pe rezolvarea sistemului de ecuaţii diferenţiale între elementele osculatoare, sistem formulat de Lagrange, care în final conduce la elaborarea unui sistem — pe cît posibil coerent — de mase planetare, astfel încît mişcarea calculată să corespundă cît mai exact celei observate.

În mare, acest sistem de calcul presupune valabile următoarele două ipoteze clasice:

a) interacţiunea Soare-planetă este cea newtoniană,

$$F = G\frac{M + m}{r^2} m\,[\mathrm{MLT^{-2}}] \tag{8.67}$$

şi

b) $$G = 6{,}67 \cdot 10^{-8}\ [\mathrm{M^{-1}L^3T^{-2}}]. \tag{8.68}$$

Nici una dintre aceste ipoteze nu va fi valabilă în teoria noastră, dar sîntem obligaţi, prin forţa lucrurilor, să ne raportăm în permanenţă la valori „măsurate“ conform teoriei newtoniene. Valorile care ne interesează, rezultate dintr-un astfel de calcul newtonian, sînt rezumate succint în tabelul 11, după N. Peeker [167].

Pentru Pămînt, care în acest calcul a fost luat ca referinţă, s-a considerat următorul sistem de valori:

— masa = $(5{,}977 \pm 0{,}004) \cdot 10^{27}$g;
— raza ecuatorială = $(6{,}378 \pm 0{,}04) \cdot 10^8$ cm;
— raza polară = $6{,}35679 \cdot 10^8$ cm;
— volumul = $1{,}08322 \cdot 10^{27}$cm^3;
— densitatea mijlocie = $(5{,}517 \pm 0{,}004)$ g/cm^3.

Planeta	Masa relativă		Diametrul relativ		Masa specifică (g/cm^3)	
	Calcul	Eroarea ±% (probabilă)	Calcul	Eroarea ±% (probabilă)	Calcul	Eroarea ±% (probabilă)
Mercur	0,045	15	0,39	2,0	4,1	1,2
Venus	0,82	0,3	0,973	1,0	4,9	0,22
Terra	1,00	—	1,00	—	5,517	—
Marte	0,108	0,16	0,532	0,3	3,85	0,04
Jupiter	318,35	0,003	10,97	1,0	1,33	0,04
Saturn	95,3	0,10	9,03	1,0	0,71	0,02
Uranus	14,58	1,0	4,00	10	1,26	0,4
Neptun	17,26	1,0	3,50	10	2,22	0,6
Pluto	0,93	—	—	—	—	—
Luna	0,0123	0,025	0,273	0	3,34	0,08

Se impun cîteva precizări suplimentare. Mai întîi, trebuie să spunem că sistemul de mase planetare rezultat (conform sistemului de ecuații Lagrange) din considerarea simultană a interacțiunii gravitaționale a unei planete date cu Soarele și cu toate celelalte planete ale sistemului solar formează un sistem solidar de valori. Orice modificare a masei unei planete, în afara limitelor prescrise mai sus, afectează de o manieră măsurabilă toate celelalte mase.

În al doilea rînd, masa specifică ρ', definită ca raportul dintre masa și volumul planetei, este direct afectată, pe de o parte, de eroarea făcută la măsurarea diametrului *aparent* al planetei (această măsurătoare se execută pe cale micrometrică), iar pe de altă parte, așa cum este cazul planetei Venus, de exemplu, de faptul că diametrul aparent nu coincide cu cel real, din cauza unor atmosfere strălucitoare, mai mult sau mai puțin rarefiate, uneori destul de întinse. În aceste condiții, diferitele rezultate nu ar fi comparabile, știut fiind că în cazul Pămîntului nu se ține cont de diametrul aparent, ci de cel real. În teoria noastră, densitatea corpului joacă un rol esențial, dar ea nu joacă nici un rol sau joacă unul foarte modest, în teoria lui Newton a gravitației.

În sfîrșit, vom observa în treacăt faptul că masa tuturor celorlalte planete este determinată în cea mai mare măsură de valoarea atribuită masei lui Jupiter. Considerîndu-se absolut exactă legea a treia a lui Kepler și cunoscîndu-se foarte exact perioadele sateliților săi, masa lui Jupiter (precum și a lui Saturn, așa cum am văzut în lucrările lui Le Verrier) este de la început fixată, astfel încît orice eventuale erori în determinarea acestor mase (abateri eventuale de la legile lui Kepler, efecte tidal, neuniformități în structura internă, eventuala variație a „constantei“ gravitaționale în largul cîmpului interplanetar al Soarelui etc.) se repercutează direct și cu efecte importante asupra întregului sistem de „constante“ astronomice fundamentale ale celorlalte planete.

2. Valori rezultate din măsurători directe, *in situ*, cu ajutorul unor instalații speciale, cum ar fi, de exemplu, tehnica radar, nave spațiale etc. Aceste valori, determinate „individual“, nu cumulează desigur eventualele erori într-un sistem atît de solidar ca sistemul Lagrange, dar, într-un fel sau altul, ele au la bază tot modelul newtonian al gravitației. Dacă constanta

gravitațională G ar fi, de exemplu, variabilă la nivelul traiectoriei fiecărei planete (și acesta se pare că este într-adevăr cazul), atunci perturbarea traiectoriei navei spațiale intrată în sfera de acțiune gravitațională a unei planete date, avînd de exemplu $G < 6{,}67 \cdot 10^{-8}$, va fi interpretată de către specialiștii în astronautică prin mărirea masei reale a planetei, deoarece practic se poate determina numai produsul Gm.

În tabelul 12 sînt prezentate cele mai recente determinări efectuate cu ajutorul navelor spațiale Mariner 9 și 10 și Pioneer 9, ale valorilor care interesează, ale celor trei planete telurice.

Tabelul 12

Planeta	Masa		Diametrul km	ρ', g/cm^3	Instalația de măsurare	Sursa: NASA Report
	Relativă	Absolută g				
Mercur	$\frac{1}{6023600 \pm 600}$	$3{,}3 \cdot 10^{26}$	4 870	5,44	Mariner 10	7 decembrie 1974
Venus	$\frac{1}{408503{,}9}$	$4{,}87 \cdot 10^{27}$	12 104	5,25	Mariner 10	29 martie 1974
Marte	$\frac{1}{3098708 \pm 9}$	$6{,}4 \cdot 10^{26}$	6 788	3,98	Pioneer	9 martie 1974

În general, se constată în această categorie de determinări o ușoară tendință de mărire a maselor planetelor interioare în raport cu cele date de mecanica cerească. Totuși, pentru rațiuni pe care nu le vom mai discuta aici, foarte mulți astronomi și astrofizicieni utilizează în calculele lor pentru Mercur valori $\rho' = 6$ și chiar mai mari.

Vom utiliza acest din urmă set de valori ale densităților planetelor nu pentru că el este mai concludent, ci numai pentru că este mai nou. Pentru calculul constantei ariilor vom folosi relația uzuală

$$C = \frac{2\pi a^2 \sqrt{1 - e^2}}{T}, \tag{8.69}$$

unde a este semiaxa mare a elipsei, e excentricitatea și T perioada de revoluție.

Tabelul 13

Planeta	$\delta\theta$ (secunde de arc)		ρ', g/cm^3	C, cm^2/s	θ_s, dyn
	Revoluție	Secular			
Mercur	$1{,}035 \cdot 10^{-1}$	43	5,44	$2{,}642 \; 10^{19}$	$6{,}13 \; 10^{32}$
Venus	$5{,}3 \cdot 10^{-2}$	8,63	5,25	$3{,}77 \; 10^{19}$	$6{,}13 \; 10^{32}$
Terra	$3{,}8 \cdot 10^{-2}$	3,8	5,52	$4{,}43 \; 10^{19}$	$6{,}35 \; 10^{32}$
Marte	$3{,}4 \cdot 10^{-2}$	1,8	3,98	$5{,}42 \; 10^{19}$	$6{,}36 \; 10^{32}$

Cu ajutorul datelor furnizate de tabelele 3 şi 12 şi al relaţiei (8.69) s-a calculat în tabelul 13 un set de valori pentru forţa absolută a vîrtejului solar θ_s, conform relaţiei (8.66).

Se observă că, determinată din mişcarea observată a planetelor, θ_s este — în limitele erorilor actuale de calcul — într-adevăr o constantă pentru toate aceste planete; *ea este o constantă pentru întregul sistem solar, deoarece avansul de periheliu are aceeaşi variaţie cu distanţa pentru toate planetele.* Este o nouă constantă solară care, aşa cum vom vedea, prezintă o semnificaţie de principiu şi a cărei valoare finală va rezulta dintr-o uşoară corecţie a acestei prime valori. Spre deosebire de „constanta" ariilor şi alte constante similare, care variază mult de la o traiectorie planetară la alta, constanta θ_s revelată de gravitovortex va fi o constantă adevărată.

8.4. RAZA GRAVITOVORTEX

În linii mari, toate forţele din natură pot fi clasificate în trei categorii, fiecare cu o intensitate relativă diferită:

a) forţele gravitaţionale, care sînt foarte slabe;

b) forţele electromagnetice, care sînt de intensitate intermediară;

c) forţele nucleare.

Acestea din urmă sînt de două tipuri, acelea care leagă neutronii şi protonii în nucleu (foarte puternice) şi cele care sînt responsabile de dezintegrarea beta (slabe). Familiarele forţe „mecanice", ca, de exemplu, forţa de frecare, tensiunea dintr-un cablu, forţa exercitată de un resort întins sau comprimat etc., sînt de fapt forţe electromagnetice, ele fiind manifestări macroscopice ale atracţiilor şi repulsiilor (electromagnetice) dintre molecule şi atomi.

Forţele enumerate mai sus sînt *forţe reale* deoarece au o sursă bine precizată, în sensul că le putem asocia în orice moment cu anumite obiecte materiale din mediul înconjurător şi că putem stabili relaţii precise între ele şi aceste obiecte. Un observator le poate constata experimental, mereu identice cu ele însele, atît în referenţiale inerţiale, cît şi în referenţiale neinerţiale şi aceasta le evidenţiază, odată în plus, caracterul de realitate.

În antiteză cu asemenea forţe reale există aşa-numitele *pseudoforţe* sau forţele de inerţie. Ele sînt numite astfel deoarece, spre deosebire de cele de mai sus, nu le putem asocia cu nici un corp determinat din mediul înconjurător particulei asupra căreia acţionează, fiind un rezultat exclusiv al mişcării neinerţiale. Privite dintr-un referenţial inerţial aceste pseudoforţe dispar pur şi simplu.

Cînd doi observatori situaţi unul (*A*) într-un referenţial inerţial, altul (*B*) într-un referenţial neinerţial, studiază acelaşi fenomen natural, ei vor constata în acelaşi fel forţele reale şi acţiunea lor, dar în timp ce observatorul *B* detectează în plus forţele de inerţie, observatorul *A* nu detectează nici un fel de forţe suplimentare. Ambii pot însă să descrie corect, pe baza observaţiilor lor şi aplicînd legile generale ale mecanicii, acelaşi fenomen natural. Aşa cum am mai spus, alegerea sistemului de referinţă nu este, în principiu, limitată în mecanica newtoniană, decît, eventual, de considerente de comoditate.

Să considerăm binecunoscuta forţă *centripetă*, care apare ori de cîte ori avem de-a face cu o mişcare neinerţială în sens clasic. Tot în sens clasic aceasta este considerată a fi o forţă reală, pe care o poate constata atît observatorul *A* cît şi observatorul *B*, mai concret, pe care ambii observatori sînt obligaţi să o introducă în ecuaţiile lor pentru

a putea descrie corect mişcarea observată. În felul acesta, dacă vedem, de exemplu, un corp efectuînd o mişcare circulară uniformă, putem fi siguri oricînd că o forţă netă **F**, dată (în modul) de relaţia

$$F = ma = m \frac{v^2}{r}, \tag{8.70}$$

trebuie să acţioneze asupra corpului. Direcţia lui **F** în fiecare moment trebuie să fie în direcţia acceleraţiei centripete a în acel moment şi anume radial către centru. Forţa **F** fiind reală trebuie să fim în stare să explicăm această forţă, indicînd un anumit obiect din mediu care exercită o astfel de forţă asupra corpului care se mişcă circular.

Care sînt corpurile pe care fizica actuală le indică responsabile de forţa centripetă? În cazul mişcării circulare a unei bile legate de o sfoară forţa centripetă este identificată cu forţa elastică dată de fir; pentru Luna care se roteşte în jurul Pămîntului pe o orbită cvasicirculară, forţa centripetă a fost identificată de Newton cu atracţia exercitată de Pămînt asupra Lunii; în sfîrşit, pentru un electron care se roteşte în jurul nucleului atomic forţa centripetă este identificată a fi chiar forţa electrostatică a lui Coulomb.

Ce fel de forţă reală mai poate fi aceasta? O forţă gravitaţională? O forţă electromagnetică? Cum să putem concepe coerent, adică într-un cadru axiomatic unitar, o forţă centripetă şi elastică, centripetă şi gravitaţională sau centripetă şi electrostatică? O forţă reală ca forţa centripetă nu poate apărea în atîtea ipostaze fizice diferite în cadrul fizicii actuale, în care forţele gravitaţionale şi cele electrice sînt interpretate de teorii atît de fundamental diferite!

Forţa centripetă este rezultatul exclusiv al rotaţiei materiei, indiferent dacă această materie este neutră sau posedă sarcini electrice. Dacă rotaţia încetează, forţa centripetă dispare, în timp ce forţele gravitaţionale sau cele electrice continuă să existe; prin urmare, nu putem confunda pur şi simplu aceste forţe reale, aşa cum se procedează în prezent. *Forţa centripetă aparţine coerent gravitovortexului* şi nu mişcării gravitaţionale newtoniene.

Analizînd mişcarea Lunii în jurul Pămîntului Newton scrie: „Pînă acum am numit forţă centripetă forţa cu care corpurile cereşti sînt menţinute pe orbitele lor. Dar constatăm (extrapolînd acceleraţia gravitaţională de la suprafaţa Pămîntului la nivelul orbitei Lunii, § 2.2 *n.n.*) că ea este aceeaşi cu gravitatea şi de aceea, de acum înainte o vom numi gravitaţie". De atunci a rămas valabilă afirmaţia că Luna şi toate corpurile care gravitează în jurul unor mase centrale sînt acţionate exclusiv de forţa centripetă, adică de forţa gravitaţională newtoniană. În lumina celor discutate mai sus, procedeul extrapolării newtoniene nu pare numai incoerent, ci de-a dreptul greşit: la suprafaţa Pămîntului, de pildă, forţa centripetă şi forţa gravitaţională sînt două forţe reale, dar distincte, în valoare şi în direcţie şi, în consecinţă, nu putem extrapola gravitaţia la nivelul orbitei Lunii pentru a o identifica acolo cu forţa centripetă, aşa cum procedează Newton.

Să considerăm echilibrul unei particule de masă m aflată la suprafaţa Pămîntului în dreptul ecuatorului, care participă la rotaţia diurnă a acestuia în jurul axei sale, cu viteza unghiulară ω; masa M a întregului Pămînt o presupunem concentrată, conform teoriei, în centrul O al Pămîntului, situat în interior la distanţa R. Asupra particulei se va exercita forţa gravitaţională $\mathbf{F}_N$ a masei M îndreptată spre centrul O, cu o acceleraţie $g = 9{,}78$ m/s²; va exista, de asemenea, şi o forţă centripetă $\mathbf{F}_c$ îndreptată exact în aceeaşi direcţie ca şi $\mathbf{F}_N$, dar care provoacă o acceleraţie centripetă (8.70) de numai

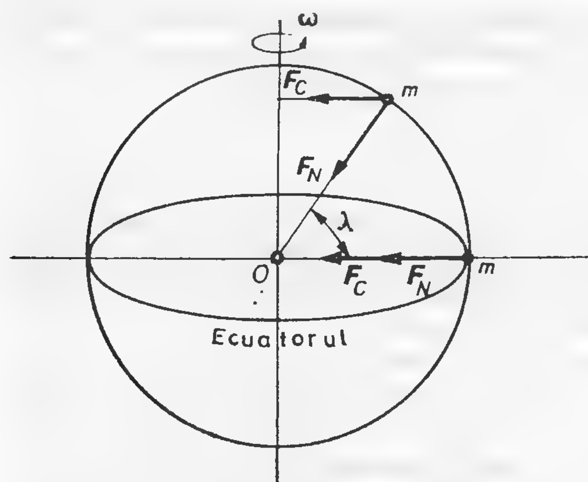


Fig. 59. La suprafaţa Pămîntului forţa gravitaţională $\mathbf{F}_N$ şi forţa centripetă $\mathbf{F}_c$ sînt forţe distincte, atît ca mărime, cît şi, mai ales, ca direcţie.

0,0336 m/s². După cum se vede, deşi cele două forţe $\mathbf{F}_N$ şi $\mathbf{F}_c$ au — în planul ecuatorului — aceeaşi direcţie, ele diferă mult ca modul şi nu pot fi identificate în nici un fel. Pentru ca cele două acceleraţii, respectiv cele două forţe, să fie realmente egale, ar trebui ca Pămîntul să nu aibă viteza de rotaţie actuală de 0,46 km/s, ci una de 17 ori mai mare, adică de 7,9 km/s (cît aceea a unui satelit care s-ar roti pe o orbită circulară la suprafaţa sa).

Dar chiar dacă Pămîntul s-ar roti de 17 ori mai repede în jurul axei sale, tot nu am putea identifica cele două forţe. Dacă ridicăm particula m la latitudini superioare, λ, observăm nu numai faptul că valorile modulelor celor două forţe diferă din ce în ce mai mult (forţa centripetă scade cu cosinusul latitudinii), dar şi direcţiile lor încep să difere: forţa centripetă, spre deosebire de forţa gravitaţională care rămîne invariabil îndreptată spre centrul O, este îndreptată permanent *perpendicular pe axa de rotaţie* a Pămîntului, la orice latitudine dată. Rezultă de aici că cele două forţe — gravitaţională şi centripetă — sînt *forţe reale, dar distincte*; în consecinţă forţa reală centripetă trebuie atribuită altui obiect din mediul înconjurător particulei m decît masei M a Pămîntului concentrată în centrul O conform teoriei newtoniene.

Cărui obiect din natură îi putem asocia forţa centripetă? Spaţiul absolut şi celelalte nu merg în cazul de faţă, aceasta nu este o pseudoforţă ci o forţă reală, pe care o putem constata în orice referenţial, inerţial sau neinerţial! Răspunsul pare să se impună de la sine: acest obiect nu poate fi altul decît vîrtejul creat de mişcarea de rotaţie a Pămîntului în jurul axei sale. *El alcătuieşte un veritabil fir de vîrtej care coincide exact cu axa de rotaţie a Pămîntului. Acest fir de vîrtej induce în orice plan perpendicular pe această axă, determinat de latitudinea* λ, *o forţă centrală* $\mathbf{F}_v$, *care are, în orice moment şi la orice latitudine, exact aceeaşi orientare şi exact aceeaşi valoare ca binecunoscuta forţă centripetă* $\mathbf{F}_c$. Într-adevăr, avem pentru mişcarea circulară cu viteza v a Pămîntului

$$F_v = -m\frac{\rho\Gamma^2}{4\pi^2\rho' r^3} = -m\frac{R^2v^2}{R^3} = -m\frac{v^2}{R} = F_c. \qquad (8.71)$$

Iată, aşadar, după părerea noastră, originea reală a „enigmaticei" forţe centripete, forţă reală care nu poate fi identificată nici cu forţa gravitaţională

și nici cu cea a lui Coulomb: vîrtejul pe care-l constituie mișcarea de rotație a maselor materiale, indiferent dacă acestea poartă sarcini electrice sau sînt neutre. Și iată deci Pămîntul acționînd asupra corpurilor de la suprafața sa nu ca un centru de forță gravitațional newtonian, ci ca un veritabil centru de forță gravitovortex. După cum se vede, în gravitovortex — spre deosebire de teoria newtoniană a gravitației — corpurile materiale nu pot fi reduse la simple puncte materiale, ele au aici dimensiunile lor reale; altfel valorile forțelor centripete nu ar corespunde cu cele observate.

În lumina celor de mai sus putem înțelege mai concret motivul pentru care Newton a fost obligat — după multe căutări și ezitări — să reducă corpurile gravitaționale la puncte materiale fără dimensiuni: *numai în mișcarea gravitațională plană a unui punct material în jurul altui punct material, forța gravitațională coincide ca direcție cu forța centripetă*, adică poate fi confundată în anumite condiții cu aceasta; pentru mișcarea corpurilor de dimensiuni finite o asemenea identificare este imposibilă. În plus, un punct material lipsit de dimensiuni nu poate avea mișcări pe rotație în jurul axei proprii și după cum știm tocmai astfel de mișcări planetare nu sînt luate în considerație în teoria lui Newton.

Considerînd mai departe mișcarea circulară în largul cîmpului interplanetar al Soarelui, observăm că forța centripetă variază (ca și forța centrifugă dealtfel) invers proporțional cu cubul distanței

$$F_c = \frac{mv^2}{r} = m\frac{r^2v^2}{r^3} = m\frac{C^2}{r^3} = \frac{\text{const}}{r^3}, \tag{8.72}$$

unde C reprezintă constanta ariilor. Identificînd în acest cîmp forța centripetă (k_1/r^3) cu forța gravitațională (k_2/r^2), Newton scrie de fapt că

$$\frac{k_1}{r^3} = \frac{k_2}{r^2}, \tag{8.73}$$

ceea ce nu poate fi adevărat decît pentru

$$r = \frac{k_1}{k_2} = \text{const.} \tag{8.74}$$

Mai concret, considerînd forța centrală gravitovortex ca fiind identică cu forța centripetă, relația (8.71) devine

$$F_v = -\frac{m\rho\Gamma^2}{4\pi^2\rho' r^3} = -\frac{m\theta_s}{r^3} = -\frac{GMm}{r^2} = F_N, \tag{8.75}$$

de unde ar rezulta

$$\theta_s = GMr = \text{const} = C^2. \tag{8.76}$$

Într-adevăr teoria newtoniană preia exact relația (8.76) pentru mișcarea circulară, pe care o extinde și la cea eliptică sub forma cunoscută

$$C^2 = GMr\,(1 - e^2) = \text{const}, \tag{8.77}$$

unde excentricitatea e este, după cum se știe, o constantă pentru o mișcare dată.

Este oare posibil să fi făcut Newton o greșeală atît de gravă încît să identifice o forță $\mathbf{F}_v$, care variază invers proporțional cu cubul distanței,

cu o forţă $\mathbf{F}_N$, care variază invers proporţional cu pătratul distanţei? Din cele spuse mai sus aceasta pare a fi situaţia. Rezultă atunci că forţa gravitaţională dintre două corpuri M şi m este de fapt $F_v = k/r^3$? Desigur nu, forţa gravitaţională este cea dată de gravitovortex (7.188), care le conţine pe amîndouă; afirmaţia de mai sus se referă numai la aceea că forţele reale $\mathbf{F}_N$ şi $\mathbf{F}_v$ nu pot fi pur şi simplu confundate, nici la suprafaţa Pămîntului şi nici în spaţiul cosmic, ele sînt entităţi fizice distincte. *Forţa* $\mathbf{F}_N$ *reprezintă atracţia statică dintre mase, în timp ce forţa* $\mathbf{F}_v$ *este datorată exclusiv mişcării rotaţionale a acestor mase.*

Procedeul newtonian al identificării în largul cîmpului interplanetar al Soarelui a forţei centripete din mişcarea rotaţională a planetelor, respectiv a forţei $\mathbf{F}_v$ a gravitovortexului, cu forţa gravitaţională $\mathbf{F}_N$ conform relaţiei (8.75), reuşeşte să interpreteze corect mişcarea *cvasicirculară* a planetelor numai *atribuind cîte o valoare fixă (corespunzătoare cu distanţa heliocentrică) pentru constanta ariilor fiecărei planete în parte*, valoare dată odată pentru totdeauna. *În felul acesta Newton fixează odată pentru totdeauna actualele traiectorii planetare şi, în general, structura actuală a sistemului nostru solar;* o asemenea imagine imobilistă nu este însă în concordanţă cu datele pe care observaţia actuală ni le furnizează şi nici cu concepţele actuale privind evoluţia sistemelor cosmice şi a universului în ansamblu. Din miile de obiecte cosmice artificiale care au fost lansate de om îm cosmos (sateliţi, sonde, nave spaţiale etc.) şi a căror mişcare este cunoscută cu maximă precizie, nici măcar unul nu a fost observat a se mişca conform ipotezei newtoniene, $C =$ const.

Trebuie să reamintim cititorului faptul că această ipoteză este cerută de legea a doua a lui Kepler şi că ea este în întregime echivalentă cu afirmaţia că momentul cinetic al oricărei planete în jurul Soarelui rămîne constant. Acest moment cinetic nu poate fi modificat de forţe îndreptate în permanenţă spre Soare. Legea a doua a lui Kepler va fi deci valabilă pentru orice forţă centrală; natura exactă a acestei forţe — cum depinde ea de distanţa între corpuri sau de alte proprietăţi ale corpurilor — nu este evidenţiată de această lege. Legea întîi a lui Kepler este aceea care cere ca forţa centrală să depindă exact invers proporţional de pătratul distanţei dintre corpuri, numai această forţă poate duce la orbite planetare care să fie eliptice şi să aibă Soarele plasat absolut exact într-unul din focare.

Să recapitulăm. Într-un sistem inerţial galileian, în care este valabilă legea forţelor gravitaţionale, dată de teoria lui Newton, un corp material fără rotaţie (punct material) şi „fix în univers" (respectiv de masă M foarte mare, teoretic infinită) exercită asupra altui corp material fără rotaţie (punct material) şi cu masă m foarte mică cunoscuta forţă gravitaţională radială

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_N; \tag{8.78}$$

mişcarea punctului m va fi o mişcare fără rotaţie, adică va fi o mişcare rectilinie îndreptată radial, exact spre punctul M. Acestea rezultă coerent din teoria lui Newton, interpretarea mişcării rotaţionale a planetelor sistemului solar pe această bază nu este însă coerentă.

Un sistem vortexinerţial nu este inerţial în sens galileian, adică în sensul clasic. În acest sens forţa exercitată de un vîrtej asupra unei particule m va fi

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_v + \mathbf{F}_\theta, \tag{8.79}$$

unde $\mathbf{F}_v$ reprezintă forţa centripetă, iar $\mathbf{F}_\theta$ forţa tangenţială şi unde există în permanenţă egalitatea $|\mathbf{F}_v| = |\mathbf{F}_\theta|$; mişcarea particulei va fi în acest caz

o mişcare rotaţională în jurul centrului de forţă sau în jurul axei proprii (§ 7.3). Identificînd în largul cîmpului interplanetar al Soarelui forţa $\mathbf{F}_N$ cu forţa centripetă $\mathbf{F}_v$, Newton neglijează suplimentar forţa $\mathbf{F}_\theta$, care poate produce o întreagă serie de efecte dizidente în raport cu mişcarea planetară descrisă de teoria sa a gravitaţiei. Dinamic acţiunea forţei $\mathbf{F}_\theta$ se regăseşte în faptul că traiectoriile planetare nu mai sînt curbe închise, iar cinematic în aceea că forţa rezultantă, care acţionează gravitaţional asupra unei particule *m*, nu mai trece exact prin centrul de forţă newtonian *M*. Această abatere de la direcţia radială a forţei rezultante măsoară sintetic corecţiile pe care gravitovortexul le aduce mişcării gravitaţionale newtoniene.

În gravitovortex forţa gravitaţională rezultantă va fi

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_N + \mathbf{F}_v + \mathbf{F}_\theta \tag{8.80}$$

şi pentru a trata complet mişcarea gravitaţională a corpurilor va trebui să ţinem cont de toate cele trei componente, care produc efecte specifice. În § 8.2 am luat deja în considerare primele două componente; în § 8.5, vom considera în mod specific acţiunea componentei $\mathbf{F}_\theta$, care reprezintă singura forţă tangenţială a cîmpului gravitovortex.

Dacă notăm cu α unghiul dintre direcţia rezultantei $\mathbf{F}$ şi direcţia forţei newtoniene $\mathbf{F}_N$ (fig. 60), putem scrie

$$F \cos \alpha = F_N,$$
$$F \sin \alpha = F_\theta = F_v \tag{8.81}$$

sau

$$\frac{F_\theta}{F_N} = \frac{F_v}{F_N} = \operatorname{tg} \alpha = f. \tag{8.82}$$

Forţa centrală (radială) a gravitovortexului va fi

$$F = F_N + F_v = F_N(1 + \operatorname{tg} \alpha) = F_N(1 + f), \tag{8.83}$$

unde, conform cu (7.188), factorul corectiv f va fi

$$f = \frac{\rho \Gamma^2}{4\pi^2 \rho' G M r} = \frac{\theta_s}{\rho' C^2}. \tag{8.84}$$

Am demonstrat în secţiunea 4.5 că formalismul matematic al relativităţii generale descrie de fapt — în spaţiul uzual euclidian — acţiunea a două forţe corective absolut analoage, ca direcţie şi ca mărime, forţelor

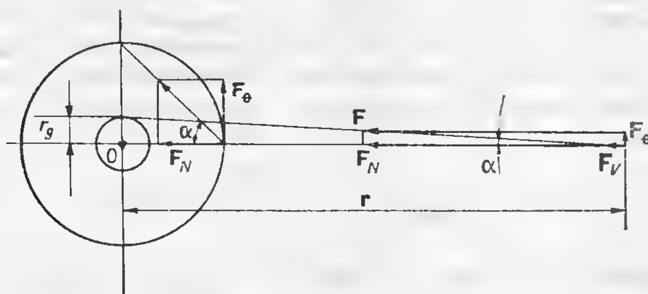


Fig. 60. Schiţă pentru interpretarea razei gravitovortex.

corective gravitovortex $\mathbf{F}_v$ şi $\mathbf{F}_0$. Exact ca în gravitovortex, rezultanta relativistă a forţelor nu trece prin centrul newtonian de forţă, ci este uşor deviată, datorită momentului cinetic introdus de componenta tangenţială. Pentru raţiuni similare cu cele expuse mai sus, forţa gravitaţională centrală relativistă se scrie, în mod curent, sub forma

$$F = F_N(1 + f) = F_N(1 + \eta\beta^2), \tag{8.85}$$

unde $\beta = v/c$. Conform teoriei relativităţii trebuie să avem $\eta = 1$ şi această supoziţie teoretică a fost supusă permanent verificărilor experimentale, fiind pe larg confirmată.

Atracţia gravitaţională solară se manifestă atît prin deflecţia undelor electromagnetice, cît şi prin întîrzierea lor. Efectul de *retardare* (I. Shapiro, 1964) se bazează pe conceptul de indice de refracţie gravitaţional şi este utilizat în estimarea acţiunii cîmpului gravitaţional asupra undelor electromagnetice. Utilizînd semnale radio dus-întors, reflectate pe suprafaţa planetelor Mercur, Venus şi Marte şi trecînd în drumul lor pe lîngă Soare, s-a reuşit (I. Shapiro, 1974) ca din valoarea măsurată a întîrzierii să se determine valoarea coeficientului η: $\frac{1+\eta}{2} = 1{,}00 \pm 0{,}02$. Alte experimente similare au furnizat valori apropiate: astfel, J. P. Richard dă valoarea $0{,}995 \pm 0{,}14$, E. Famalont şi R. Sramek, valoarea $1{,}015 \pm 0{,}11$, J. Cinguetti, valoarea $0{,}95 \pm 0{,}11$.

Putem deci retranscrie cu toată certitudinea expresia forţei gravitaţionale centrale relativiste, acţionînd în spaţiul uzual euclidian, astfel

$$F = F_N(1 + \beta^2) = F_N\left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right). \tag{8.86}$$

Observăm de aici că, dacă măsurăm atracţia gravitaţională exercitată de Soare asupra unui foton ($v = c$) emis de o stea îndepărtată şi care trece în apropierea discului solar (în timpul unei eclipse), vom găsi, conform relativităţii generale, *o forţă de două ori mai mare decît cea prezisă de teoria newtoniană*. Într-adevăr, deflecţia luminii prezisă în acest caz de teoria newtoniană este de numai 0,87″, în timp ce teoria lui Einstein prezice o abatere exact dublă, 1,74″, valoare care este confirmată de observaţie şi care rezultă din relaţia $\Delta = 4\ GM/c^2r$.

În acest caz valoarea coeficientului de corecţie relativist este deci $f = 1$. Dacă am putea repeta experienţele de măsurare a deflecţiei luminii la suprafaţa oricărei planete a sistemului solar şi, în general, a oricărui corp ceresc (Eddington a propus chiar măsurarea efectului deflecţiei în cazul ocultaţiei stelelor binare), am găsi, conform relativităţii generale, aceeaşi valoare $f = 1$, după cum se poate observa uşor din (8.86). Măsurarea unor asemenea efecte nu poate fi făcută însă cu tehnica actuală; în cazul planetei Jupiter deviaţia ar fi de numai

$$1'',74 \times \frac{1}{1047{,}35} \times \frac{109{,}05}{11{,}14} = 0{,}017'',$$

valoare care se află la limita unghiurilor care mai pot fi măsurate în prezent. Aceasta însă nu micşorează cu nimic valoarea datelor furnizate de relativitatea generală.

La infinit, conform relativității generale, acționează exclusiv legea gravitației a lui Newton; din (8.85) *rezultă că la infinit vom avea $f = 0$.* Problema care se pune este aceea de a ști cum variază factorul corectiv f în largul cîmpului gravitațional al Soarelui între aceste valori limită 1 și 0 ale teoriei lui Einstein.

În absența oricăror corpuri materiale se poate introduce, conform relativității generale, un sistem inerțial de referință în care $g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1$ și $g_{44} = 1$ (§ 4.4.2.), iar toate celelalte $g_{\mu\nu}$ sînt egale cu zero. Plasînd în acest sistem de referință un corp material care produce un cîmp gravitațional (de exemplu, Soarele), vom avea în continuare $g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1$, $g_{12} = g_{23} = g_{14} = g_{24} = g_{34} = 0$ și

$$g_{44} = 1 + \frac{\text{const}}{r} = 1 + f. \tag{8.87}$$

Așadar, prezența unei mase care provoacă un cîmp gravitațional se traduce, în relativitatea generală, prin modificarea componentei g_{44} a tensorului metric fundamental, care joacă rolul potențialului gravitațional (§ 4.4.1). Constanta din relația (8.87) reprezintă, după cum se știe, raza gravitațională relativistă r_g (§ 4.4.2), fiind dată de relația (4.123)

$$\text{const} = r_g = \frac{GM}{c^2}. \tag{8.88}$$

În consecință, variația factorului corectiv relativist f în largul cîmpului gravitațional al Soarelui conform cu (8.87) este dată de relația

$$f = \frac{\text{const}}{r} = \frac{r_g}{r}, \tag{8.89}$$

sau de relația echivalentă

$$fr = \text{const} = r_g. \tag{8.90}$$

Această lege de variație a factorului corectiv relativist în largul cîmpului interplanetar al Soarelui este foarte naturală: dacă Newton identifică în acest cîmp forța sa gravitațională (k_1/r^2) cu forța centripetă (k_2/r^3), factorul de corecție nu poate varia decît invers proporțional cu distanța.

Semnalăm un paradox aparent: teoria relativistă și observația directă arată că la suprafața Soarelui, adică la o distanță $R_{\odot} = 6{,}96 \times 10_{10}$ cm de centru, factorul corectiv f are valoarea 1, în timp ce din (8.90) această valoare rezultă la distanța $r = r_g = 3 \times 10^5$ cm. Dacă Soarele s-ar putea contracta pînă la nivelul razei sale gravitaționale, adică dacă el ar deveni ceea ce în termeni moderni se numește *black-hole* (gaură neagră), viteza sa de rotație ar atinge, conform teoriei, exact viteza luminii. Prin urmare și în cazul Soarelui real și în cazul Soarelui contractat la r_g, viteza fotonilor în raport cu centrul este aceeași, $v = c$ și deci, conform cu (8.86), $f = 1$.

Raza gravitațională măsoară sintetic corecțiile pe care relativitatea generală le aduce teoriei newtoniene a gravitației. Aceasta se vede simplu și din metrica Schwarzschild (4.125): dacă facem în această relație $r_g \to 0$, metrica devine euclidiană, caz în care regăsim automat teoria newtoniană. Pe de altă parte, dacă $r \to r_g$ aceeași metrică devine infinită; apare astfel o *singularitate*, o flagrantă discontinuitate în continuumul spațio-temporal relativist, adică o zonă în care ecuațiile de cîmp ale lui Einstein nu mai sînt valabile.

Pentru niște buni matematicieni, mai puțin preocupați de aspectele fizice ale problemei, singularitatea menționată mai sus s-a dovedit un bun prilej pentru a-și demonstra măiestria și ei au reușit în final să o înlăture. Printr-o ingenioasă transformare de coordonate ei au inventat un astfel de *referențial sincron* (particula de probă, în repaus în acest referențial, reprezintă o particulă liberă într-un cîmp gravitațional dat) care face să dispară pur și simplu singularitatea (J. Lemaître, 1938; D. Finkelstein, 1958; I. Rîlov, 1961). Astfel s-a aflat că după ce a atins în procesul de contracție nivelul razei gravitaționale, respectiv viteza luminii, corpul continuă totuși să se contracte și toate particulele pot atinge centrul (geometric!) într-un timp (propriu!) finit, densitatea devenind bineînțeles infinită. De aici abatele Lemaître a dedus celebra sa teorie, conform căreia întregul univers a fost cîndva un minuscul grăunte de materie, a cărui explozie inițială o observăm în prezent prin expansiunea Hubble.

Mult mai interesant decît procesul speculativ și senzațional, care încearcă să înlăture tocmai dimensiunea geometrică a corpurilor materiale, conferită acestor corpuri de relativitatea generală, ni se pare procesul contracției corpurilor materiale la nivelul razei lor gravitaționale relativiste, elucidat în mare măsură într-o bogată serie de lucrări începînd cu cele ale lui Oppenheimer și Snyder (1939). Acest proces duce la ceea ce s-a numit o *black-hole* (gaură neagră) și el decurge în linii mari după cum urmează.

Se cunosc destule stele aflate în stare densă sau superdensă; să presupunem că ele se contractă și mai mult. La fiecare procent de micșorare a dimensiunilor stelei, îi vor corespunde circa două procente de creștere a forțelor gravitaționale, datorită legii universale a inversului pătratului distanței. La un moment dat, forțele de atracție gravitațională vor depăși net forțele de rezistență la compresiune și steaua va intra în ceca ce se numește *colaps gravitațional*. Materia stelei cade spre centru și din milisecundă în milisecundă steaua devine tot mai întunecoasă. În cel mult o zecime de secundă strălucitoarea stea devine, conform teoriei, o gaură neagră, adică un corp perfect invizibil, din cauză că forțele de gravitație au crescut atît de mult încît nici măcar lumina nu mai poate ieși dintr-o astfel de capcană.

Entuziasmați de revelațiile teoriei privind procesul black-hole unii teoreticieni în ale gravitației și astrofizicieni relativiști au generalizat acest proces în cosmos; ei încearcă să explice toate nepotrivirile dintre datele teoriilor actuale și datele de observație prin existența unor astfel de invizibile black-hole. S-a ajuns pînă acolo încît să se considere că cea mai mare parte din materia universului s-ar afla într-o astfel de stare. Această tentativă este practic identică cu vechea teorie mecanică a maselor ascunse, dincolo de simțurile noastre, pe care Hertz încerca să o acrediteze pe la sfîrșitul secolului trecut și ea dovedește din nou în prezent, ca și acum aproape un secol, că teoria gravitației se află într-un adevărat impas.

Desigur, știința în general și fizica în special nu pot admite un timp prea îndelungat pura speculație matematică și găsesc pînă la urmă posibilitatea de a verifica într-un fel sau altul prezumțiile teoretice cele mai subtile. Începînd din 1960, F. Zwicky [237] a început să studieze experimental, în cadrul teoriei relativității generale, posibilitatea existenței obiectelor mici și foarte dense, care ar urma să rezulte din colapsul gravitațional al galaxiilor. Calculele sale au pus în evidență existența unor valori critice (1/12 ani lumină) și ale masei ($2 \cdot 10^{12}$ mase solare), pentru care strălucirea superficială a unui astfel de obiect „proto-black-hole“ ar trebui să fie maximă. Tocmai această strălucire ridicată urma să fie utilizată de Zwicky în cercetarea

sa experimentală, drept criteriu al compactităţii galaxiilor, numărul de 20 de magnitudini pe secundă de arc pătrat — care corespunde strălucirii celei mai mari pentru galaxiile normale — fiind considerat ca o valoare limită minimă.

Înarmat cu această definiţie operaţională, Zwicky a întreprins o cercetare sistematică a galaxiilor *compacte* cu ajutorul plăcilor fotografice ale lui Sky Survey de la Mount Palomar. Lista obiectelor astfel identificate ajunsese la 209 în 1964 şi apoi la peste 4 500 în următorii ani. Rezultatul? Nici urmă de ceea ce ar fi putut deveni un black-hole: diametrele tuturor acestor galaxii variază între 150 şi 10 000 ani lumină, în timp ce masele lor sînt de acelaşi ordin de mărime cu cel al galaxiilor obişnuite. Luminozitatea lor (de circa 100 de ori mai mare decît de obicei) se datoreşte nu unei densităţi stelare ridicate, ci pur şi simplu prezenţei unor stele cu strălucire mare [82]. Mai mult, s-a dovedit [193] că aceste formaţiuni sînt relativ tinere şi că [38] ele conţin o mare cantitate de gaz interstelar; de exemplu, 2/3 din masa galaxiei compacte II Zw 40 o reprezintă hidrogenul neutru.

Procesul aprioric al contracţiei unei galaxii pînă la nivelul razei gravitaţionale relativiste nu pare să fie deci confirmat de observaţii. În orice caz, deşi perfect plauzibil, el este cu siguranţă un fenomen astrofizic extrem de rar. Soarele nostru, planetele, Pămîntul, un măr, nu vor putea niciodată să se contracte atît de mult, ele nu au nici pe departe masa necesară declanşării unui asemenea proces catastrofic de colaps gravitaţional. Or *relativitatea generală conferă o rază gravitaţională specifică tuturor corpurilor existente în natură.* Ce reprezintă atunci în general acest enigmatic concept?

Lăsînd la o parte formulările vagi şi platonice de felul „raza gravitaţională (cm) este măsura masei (g) de repaus", observăm că *ea reprezintă exact raza geometrică a corpului considerat în momentul în care prin contracţie gravitaţională particulele materiale ating viteza luminii*; avînd în vedere deplasarea în spaţiul curb relativist înţelegem simplu că mişcarea în apropierea razei gravitaţionale este practic în întregime o mişcare rotaţională. Numai că o astfel de viteză limită nu este o viteză uzuală în fenomenele gravitaţionale accesibile în prezent observaţiei directe. Aceasta explică de ce procesul black-hole nu a putut fi pus în evidenţă de cercetările lui Zwicky, sau de alte cercetări similare: etalonul relativist — viteza luminii — este mult prea mare pentru mişcarea gravitaţională uzuală a corpurilor. În mod frecvent particulele materiale grele atrase gravitaţional de corpul M vor căpăta viteze cu mult mai mici decît viteza luminii şi deplasarea lor spre centru nu va fi oprită la nivelul minusculei raze gravitaţionale a corpului M, ci evident la nivelul razei sale reale.

În gravitovortex regăsim în modul cel mai natural cu putinţă nu numai corecţiile relativiste ale avansurilor de periheliu şi ale perioadelor mişcărilor planetare, ci absolut toate corecţiile pe care relativitatea generală le aduce teoriei newtoniene a gravitaţiei. În consecinţă, vom regăsi aici şi conceptul relativist de rază gravitaţională care măsoară sintetic, aşa cum am văzut, aceste corecţii.

Să considerăm procesul contracţiei galaxiilor, aşa cum este el relevat de secvenţa Hubble. Să presupunem anume că o nebuloasă galactică de masă M_0, rază r_0 şi perioadă de rotaţie T_0 (determinată prin metode astrofizice) se află la începutul procesului său de contracţie. Se constată experimental că pe măsura progresării contracţiei, adică pe măsura parcurgerii secvenţei Hubble de la I_r către EO, diametrul măsurabil al acestei galaxii scade, perioada T scade şi ea, iar viteza de rotaţie creşte (§ 6.3). În cursul procesului

de contracție, diverselor dimensiuni $r_0, r_1, r_2, \ldots$ le vor corespunde diverse perioade $T_0, T_1, T_2, \ldots$ din ce în ce mai mici și diverse viteze de rotație $v_0, v_1, v_2, \ldots$ din ce în ce mai mari. În centrul sistemului perioada ar trebui să atingă teoretic valoarea zero, iar viteza de rotație ar deveni infinită: acesta este însă un caz limită, nereal, deoarece am neglijat între altele pierderile prin frecare, care la un moment dat cresc, în orice caz, mai repede decît viteza. Dacă admitem o viteză limită, pe care particula materială o atinge la distanța r_g de centru, fie aceasta chiar viteza luminii c, din expresia (7.202) a vitezei circulare în gravitovortex

$$v = \frac{1}{\sqrt{\gamma}}\sqrt{\frac{GM}{r}}, \tag{8.91}$$

vom avea (§ 7.5)

$$\lim_{\gamma \to 0} v^2 = c^2 = \frac{GM}{r_g}, \tag{8.92}$$

de unde deducem

$$r_g = \frac{GM}{c^2}. \tag{8.93}$$

Prin urmare, și în gravitovortex *materia în contracție gravitațională atinge exact viteza luminii, exact la nivelul razei gravitaționale relativiste.* La această distanță de centru perioada T_g a mișcării va fi minimă. Străbătînd distanța de la r_0 la r_g particulele fluidului care se contractă vor parcurge această distanță într-un timp finit, deoarece seria $T = \sum_{r_0}^{r_g} T_i$ este o serie convergentă. Lucrurile se petrec deci exact ca în relativitatea generală; pentru o analiză mai de detaliu trebuie comparată mișcarea conform diagramei din figura 53 cu mișcarea relativistă corespunzătoare [122], a unei particule, pe orbite circulare, în cîmpul unui corp sferic comprimat pînă la raza gravitațională, conform problemelor lui G. Kaplan (1949) și J. Zeldovici (1964).

În aceste condiții fizice forța gravitovortex devine identică cu forța gravitațională relativistă (8.86). Într-adevăr, din (8.84) vom putea scrie pentru particulele vîrtejului ($\rho = \rho'$)

$$f = \frac{\theta_s}{GMr\rho'} = \frac{\Gamma^2}{4\pi^2 GMr} = \frac{r_g^2 c^2}{GMr}, \tag{8.94}$$

sau

$$f = \left(\frac{GM}{c^2}\right)^2 \frac{c^2}{GMr} = \frac{GM}{r}\frac{1}{c^2} = \frac{v^2}{c^2} = \beta^2, \tag{8.95}$$

astfel încît relația gravitovortex (8.83) devine identică cu ecuația relativistă corespunzătoare (8.86). Așadar, *dacă dorim să raportăm mișcarea și efectele ei la această viteză limită c, nu vor exista deosebiri între corecțiile pe care relativitatea generală le aduce teoriei newtoniene a gravitației și corecțiile similare aduse de gravitovortex*; acest etalon este însă — așa cum am mai spus — foarte mare în raport cu vitezele uzuale în mișcarea gravitațională observată.

Analizînd această mișcare conform gravitovortexului noi am caracterizat-o (§ 7.3: § 7.4; § 7.5; § 8.2) cu ajutorul parametrului γ definit de relația

$$\gamma = 1 - \frac{\rho\,\Gamma^2}{4\pi^2\rho' C^2}, \tag{8.96}$$

care, ținînd cont de (8.83), poate fi scrisă și astfel

$$\gamma = 1 - f. \tag{8.97}$$

Valoarea $\gamma = 1$, respectiv $f = 0$, reprezintă mișcarea conform teoriei newtoniene, adică:

— mișcarea într-un spațiu vid ($\rho = 0$) sau

— mișcarea nerotațională ($\Gamma = 0$) sau, în sfîrșit,

— mișcarea la infinit, adică acolo unde mișcarea rectilinie și cea rotațională se confundă.

În termeni mai generali, această valoare reprezintă starea de repaus în raport cu mișcarea rotațională. Să observăm că și pentru relativitatea generală, la infinit avem $f = 0$, deoarece acolo spațiul riemannian relativist devine un spațiu euclidian (§ 4.4.2).

Valoarea $\gamma = 0$, respectiv $f = 1$, reprezintă mișcarea vîrtejului pur ($\rho = \rho'$, $\Gamma/2\pi = C$), adică mișcarea pur rotațională (§ 7.3). Din cele discutate anterior și ținînd cont de relația (8.81), rezultă că în întreg cîmpul potențial al vîrtejului avem îndeplinită condiția $f = 1$; prin urmare, această condiție este respectată și la suprafața nucleului vîrtejului, care se rotește ca un solid (§ 7.2). Rezultă, așadar, că *la suprafața corpurilor în rotație, care reprezintă ele însele sursa vîrtejului pe care îl provoacă în mediul fluid înconjurător, vom avea întotdeauna $f = 1$, în acord cu determinările experimentale privind deflecția razelor luminoase care trec în vecinătatea Soarelui și cu prevederile relativității generale privind rezultatele unor asemenea experimente executate la suprafața oricărui alt corp ceresc.*

Valorile $f = 0$ și $f = 1$ sînt valorile limită ale gravitovortexului ca și ale relativității generale. Pentru a determina valorile intermediare în largul cîmpului interplanetar al Soarelui, observăm din (8.84) că dacă neglijăm mișcarea cu expansiune-contracție ($\rho \sim \rho'$), putem scrie

$$f = \frac{\theta_s}{GMr\rho'} = \frac{\text{const}}{r}, \tag{8.98}$$

adică obținem o relație absolut similară relației relativiste (8.89). Rezultă că atît factorul corectiv relativist, cît și cel gravitovortex, variază între aceleași limite, $f = 1$ și $f = 0$, după aceeași lege parabolică, dată de (8.89) sau (8.98).

Sînt oare cele două tipuri de corecții ale teoriei newtoniene a gravitației, rezultate din concepte fundamentale atît de diferite, cantitativ absolut egale în întregul cîmp gravitațional al Soarelui? Evident nu, dar *variația lor diferă numai printr-o constantă.* În teoria lui Einstein această constantă reprezintă, conform cu (8.89), raza gravitațională r_g; în teoria noastră ea reprezintă ceea ce am numit *raza gravitovortex* R_g, dată conform cu (8.98) de relația

$$R_g = \frac{\Gamma^2}{4\pi^2 GM}. \tag{8.99}$$

Ce reprezintă această mărime? Să considerăm un corp care s-a contractat pînă la nivelul razei sale gravitaționale, caz în care viteza particulelor sale a atins valoarea c. Din (8.99) rezultă

$$R_g = \frac{\Gamma^2}{4\pi^2 GM} = \frac{r^2 v^2}{GM} = \frac{r_g^2 c^2}{GM} = \frac{r_g^2}{r_g} = r_g. \qquad (8.100)$$

Se vede că în acest caz *raza gravitovortex este chiar raza gravitațională relativistă*, adică raza reală a corpului contractat *efectiv* la o astfel de dimensiune.

Dar corpurile reale devin extrem de rar ceea ce s-a numit un black-hole, ele preferă de regulă să-și păstreze dimensiunile și densitățile lor obișnuite; în acest caz, funcție de viteza de rotație a corpului respectiv, raza gravitovortex R_g este chiar raza sa reală R. Din relațiile (8.82), (8.84), (8.98) și (8.99) deducem

$$fr = r \operatorname{tg} \alpha = R_g = \text{const} \qquad (8.101)$$

și, ținînd cont de faptul că la suprafața corpului material avem pe de o parte $r = R$, iar pe de altă parte $f = 1$, rezultă simplu $R_g = R$. Relația (8.101) arată că mărimea $r \operatorname{tg} \alpha$ reprezintă tocmai raza reală a corpului respectiv „văzută“ de la diverse distanțe r de centru (fig. 60).

Iată deci un concept fundamental nou, *raza gravitovortex*, care reprezintă în esență corecțiile pe care gravitovortexul le aduce teoriilor clasice ale gravitației; dacă în teoria gravitației, a lui Newton, corpurile materiale sînt reduse la simple puncte materiale fără dimensiuni, iar în teoria relativității generale ele sînt reduse la dimensiunea minusculei raze gravitaționale, în gravitovortex aceste corpuri capătă dimensiunile lor reale, reprezentate de raza gravitovortex R_g. Acest fapt reprezintă un salt cantitativ și calitativ important în teoria gravitației, deoarece apropie considerabil modelele teoretice de cele reale, permițînd astfel o interpretare mai precisă și mai cuprinzătoare a fenomenului gravitațional în multiplele sale ipostaze cunoscute ca atare sau necunoscute încă. *Posibilitatea de a generaliza astfel conceptul sintetic de rază gravitațională relativistă este rezultatul firesc al generalizării depline a sistemelor de referință inerțiale, obținută în gravitovortex, generalizare negrevată de condițiile fizice restrictive impuse de formalismul matematic al relativității generale.*

În figura 61 se prezintă comparativ, în sinteză, mișcarea unei particule de masa m acționată gravitațional de corpul material de masă M și rază geometrică reală R, mișcare descrisă de teoria lui Newton, a lui Einstein

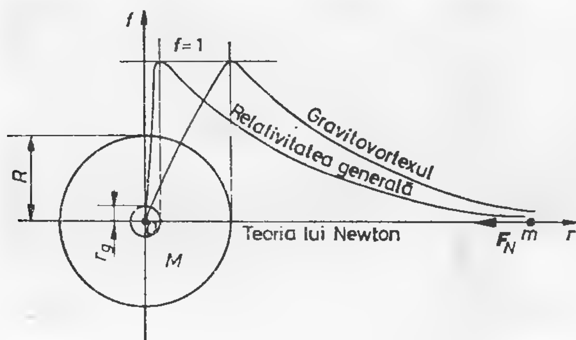


Fig. 61. Legea corecțiilor $fr = k$, reprezentată mai sus, diferențiază între ele teoriile clasice ale gravitației și gravitovortexul. Constanta k este raza corpului care exercită forța gravitațională are următoarele valori:
— $k = 0$ în teoria lui Newton
— $k = r_g$ în teoria lui Einstein
— $k = R_g = R$ în gravitovort

și de gravitovortex. Sistemul de axe de coordonate are originea în centrul O și conține în abscisă distanța r față de acest centru, iar în ordonată corecția f la legea forțelor gravitaționale a lui Newton. Conform cu această lege particula m acționată de forța $\mathbf{F}_N$ se deplasează radial direct spre punctul O, în care se află concentrată întreaga masă a corpului M.

În teoria lui Einstein particula m este acționată, așa cum am văzut, nu numai de forțele radiale, dar și de o forță tangențială $\mathbf{F}_\theta$; această forță apare drept urmare a „alunecării" relativiste a particulei m pe suprafața gaussiană „deformată" de masa M, în spațiul curb riemannian. În consecință, mișcarea particulei m este deviată de la mișcarea radială newtoniană și ea atinge corpul M la nivelul razei gravitaționale a acestuia. Factorul corectiv f variază în largul cîmpului gravitațional al corpului M conform relației (8.89) și ia valoarea $f = 1$ la nivelul razei gravitaționale r_g.

În gravitovortex particula este acționată de absolut aceleași forțe ca și în relativitatea generală și, în consecință, mișcarea ei este similară celei relativiste. Factorul corectiv f variază după aceeași lege parabolică (8.98). în care diferă numai constanta: el va lua aceeași valoare $f = 1$, dar la nivelul razei gravitovortex R_g, adică la nivelul razei geometrice reale a corpului M. Dacă masa M este suficient de mare, astfel încît ea să poată declanșa colapsul gravitațional relativist, adică dacă corpul M se contractă *efectiv* pînă la nivelul razei sale gravitaționale, devenind astfel un black-hole veritabil, atunci *curba $f(r)$ a gravitovortexului devine identică cu cea relativistă*. În rest, adică în cazul unor mase M de valoare obișnuită, ca de exemplu masa unei galaxii, a Soarelui, a Pămîntului sau a unui măr, corecțiile pe care gravitovortexul le aduce teoriei newtoniene a gravitației sînt ceva mai mari decît cele aduse de relativitatea generală.

Comparînd între ele cele trei teorii asupra gravitației conform graficului din figura 61, constatăm nu numai deosebirile cantitative, dar, în egală măsură, și legătura directă care există între ele, legitimitatea *evoluției* teoriei gravitației în sensul apropierii permanente a teoriei de fenomenele naturale reale, evoluție ale cărei etape distincte par reprezentate de aceste trei teorii. Toate se supun aceleiași legi generale (8.90) și diferența dintre ele constă numai în valoarea concretă a constantei: 0, r_g sau R_g. Gravitovortexul este însă o teorie mai generală, raza gravitațională putînd deveni, funcție de cazurile concrete date, egală cu raza reală, cu r_g sau chiar cu zero.

Lucrurile pot fi privite și din alte puncte de vedere echivalente. Dacă, de exemplu, particula m are o viteză de deplasare infinită (așa cum are viteza de propagare a interacțiunii gravitaționale în teoria newtoniană), ea se va deplasa rectiliniu și va putea pătrunde în centrul O; dacă viteza sa este c ea va fi deviată la nivelul razei gravitaționale și, în sfîrșit, dacă viteza sa este oarecare, ea va fi deviată la nivelul razei reale R a corpului atractiv M. Sau, mai simplu: dacă corpul M nu se rotește, este valabilă teoria lui Newton, particula m se va deplasa conform acestei teorii, dacă corpul M a devenit efectiv un black-hole, adică dacă el se rotește cu viteza luminii, particula se va deplasa conform teoriei lui Einstein; în sfîrșit, pentru orice viteză de rotație a corpului M, rămîne valabil gravitovortexul.

A sosit desigur timpul să împărtășim cititorului nostru o părere intimă, un secret, care trebuie să rămînă între noi. Autorul rîndurilor de față crede că de fapt toată această tevatură cu referențiale inerțiale, cu spații nonfigurative și ecuații tensoriale, cu vîrtejuri și galaxii etc., utilizate exclusiv în scopul de a perfecționa teoria gravitației se datorește unui fapt foarte

simplu: Newton, părintele teoriei gravitației, a uitat — în febra epocalelor sale descoperiri — să ia în considerație, pe lîngă mișcarea principală a planetelor, aceea de rotație în jurul Soarelui și mișcarea de rotație în jurul axelor proprii a acestor corpuri cerești. De aceea, pe lîngă alte dificultăți de principiu, forța sa gravitațională a ieșit, normal, ceva mai mică decît trebuia și tocmai o astfel de diferență trebuie compensată într-un fel sau altul.

Urmașii lui Newton au ridicat pe culmi matematice teoria gravitației, dar nu au remediat cu nimic lapsus-ul magistrului. Numai Einstein a înțeles această tară congenitală a teoriei și a încercat să o remedieze în maniera sa caracteristică: plasînd teoria gravitației în spațiul curb riemannian și mișcarea gravitațională pe suprafețele strîmbe gaussiene, curbate din ce în ce mai mult spre centrul de forță. El asigură astfel *ab initio* o *geometrodinamică* foarte potrivită pentru a asigura automat mișcarea rotațională neglijată în teoria lui Newton, lăsînd însă neschimbat — așa cum am văzut pe larg în § 4.4, modelul fizic inițial din care a rezultat această teorie. Gravitovortexul a mers direct la sursă, modificînd tocmai acest model primordial astfel încît să corespundă mai bine cu realitatea observabilă.

În aceste condiții nu poate surprinde pe nimeni că ecuația de mișcare sub efect gravitovortex (7.236), pe care o retranscriem mai jos

$$\left[\frac{d}{d\theta}\left(\frac{1}{r}\right)\right]^2 = -\frac{\gamma}{r^2} + \frac{2\theta_N}{rC^2} + \frac{2E}{C^2}, \tag{8.102}$$

unde

$$\gamma = 1 - f = 1 - \frac{\rho\,\Gamma^2}{4\pi^2\rho' C^2} = 1 - \frac{R_g}{r}, \tag{8.103}$$

conține drept cazuri particulare ecuațiile de mișcare corespunzătoare ale teoriei newtoniene a gravitației și relativității generale. Astfel pentru teoria newtoniană avem $f = 0$ și $\gamma = 1$, iar ecuația (8.102) devine

$$\left[\frac{d}{d\theta}\left(\frac{1}{r^2}\right)\right]^2 = -\frac{1}{r^2} + \frac{2\theta_N}{rC^2} + \frac{2E}{C^2}, \tag{8.104}$$

adică tocmai ecuația newtoniană a mișcării. Pentru

$$\gamma = 1 - \frac{\rho\,\Gamma^2}{4\pi^2\rho' C^2} = 1 - \frac{\Gamma^2}{4\pi^2 C^2} = 1 - \frac{r_g^2 c^2}{C^2} =$$

$$= 1 - \frac{r_g^2 c^2}{GMr} = 1 - \frac{r_g}{r}, \tag{8.105}$$

avem

$$\left[\frac{d}{d\theta}\left(\frac{1}{r^2}\right)\right] = -\frac{1}{r^2}\left(1 - \frac{r_g}{r}\right) + \frac{2\theta_N}{rC^2} + \frac{2E}{C^2}, \tag{8.106}$$

adică ecuația (8.102) devine identică cu ecuația corespunzătoare a relativității generale (4.142). În sfîrșit, pentru orice valori $0 \leqslant \gamma \leqslant 1$, adică inclusiv în cazul newtonian sau relativist, relația (8.99) reprezintă ecuația de mișcare a gravitovortexului; ea este, după cum se vede, o ecuație foarte generală a mișcării sub efect gravitațional.

Diferenţa dintre mişcarea conform gravitovortexului şi mişcarea conform teoriilor lui Newton şi a lui Einstein poate fi numai o diferenţă de realitate fizică exprimată prin valoarea cantitativă a constantei R_g. Această constantă este în legătură directă cu dimensiunea corpului central, care exercită efectul gravitaţional, dimensiune care are valori diferite în cele trei teorii. În acord cu cele discutate anterior, deducem şi de aici că gravitovortexul este o teorie mai generală decît teoriile clasice ale gravitaţiei şi că, în consecinţă, el oferă posibilităţi mai largi pentru interpretarea fenomenelor naturale observabile şi măsurabile, posibilităţi pe care le vom evidenţia pe larg în capitolele care urmează.

Deocamdată vom mai insista puţin asupra valorilor parametrului f şi asupra semnificaţiei sale fizice directe. În discuţia cadru făcută mai sus a rezultat, conform relaţiei,

$$R_g = f\,R, \tag{8.107}$$

unde R reprezintă raza reală a corpului M, că raza gravitovortex R_g este egală cu R dacă $f = 1$. Dar conform cu (8.90) R_g depinde atît de masa corpului M cît şi de mişcarea de rotaţie a acestuia (Γ). Din această relaţie rezultă că $R_g = R$ respectiv $f = 1$ numai dacă viteza de rotaţie este $v^2 = GM/R$, adică tocmai viteza circulară la suprafaţa corpului. Pentru un satelit care gravitează la nivelul suprafeţei Pămîntului vom avea într-adevăr $f = 1$, dar pentru corpurile care se află în repaus în raport cu această suprafaţă, de exemplu, la ecuator, viteza de rotaţie este de 17,23 ori mai mică decît viteza circulară. În consecinţă, pentru aceste corpuri raza gravitovortex va fi de $(17{,}23)^2 \cong 297$ de ori mai mică decît raza reală, iar $f \cong 1/297$; să observăm în treacăt faptul că această valoare este exact egală cu cea a coeficientului de turtire a sferei terestre care este $\alpha = 1/297$.

S-a demonstrat experimental faptul că viteza de rotaţie diurnă a Pămîntului scade în permanenţă, ceea ce arată că în trecut raza sa gravitovortex a fost mai mare decît în prezent. Rezultă de aici că extrapolarea datelor furnizate de teoria newtoniană în trecut nu poate fi concludentă şi într-adevăr, cu numai 2000 de ani în urmă, eclipsele de lună s-au produs, aşa cum am văzut (§ 5.2), cu două ore înaintea momentului determinat prin calculul bazat pe această teorie. De asemenea, raza gravitovortex a Pămîntului pentru corpurile aflate pe axa sa de rotaţie, adică la poli, este nulă; rezultă că teoria lui Newton se poate aplica cu mai mult succes la antipozi decît la ecuator ş.a.m.d.

Amendamente fizice concrete pot fi aduse tuturor cazurilor ideale, discutate mai sus. Dacă la aproximativ 30 000 *pc* de centrul galaxiei *M* 31 (Andromeda) viteza tangenţială a hidrogenului neutru se dovedeşte a fi de 200 km/s, ea ar atinge — în procesul de contracţie caracteristic tuturor galaxiilor, conform secvenţei Hubble — viteza luminii la circa 20 *pc* sau circa 65 de ani lumină de acest centru. Se înţelege că la o asemenea distanţă de centru hidrogenul neutru va fi în întregime ionizat şi noi nu mai putem măsura viteza sa cu ajutorul radiotelescoapelor pe lungimea de undă de 21 cm, aşa cum am făcut pentru distanţe mai mari; de aceea, această limită apare ca o simplă ipoteză. Dar noi observăm realmente — prin mijloace optice — că galaxia Andromeda prezintă într-adevăr o condensare centrală (un nucleu) al cărui diametru atinge aproximativ 50 de ani lumină (Lallemand, Duchesne), aproximativ egal cu diametrul nucleului galaxiei noastre şi al multor altor galaxii. Aparent este un elipsoid a cărui axă mică pare să măsoare 16 ani lumină şi a cărui masă este evaluată la vreo 16 miliarde de mase solare (1% din masa totală a galaxiei). El se roteşte ca un corp solid, dar nu cu viteza luminii, ci numai cu circa 87 km/s, făcînd o rotaţie completă în 540 000 de ani.

În considerațiile noastre anterioare am presupus că întreaga masă a galaxiei se contractă spre centru, iar în exterior rămîne vidul cel mai absolut (contracție totală). În aceste condiții, am avut în exteriorul vîrtejului galactic în permanență $f = 0$ și în interior $f = 1$. Am făcut această idealizare pentru a putea descrie într-o formă intuitivă proprietățile spațiului în jurul punctului de masă M și așa am regăsit concluziile fizice foarte specifice ale teoriei relativității, a lui Einstein. În această idealizare, contracția nebuloasei galactice, privită din exterior, este perfect analoagă transformării (comprimării și destinderii) izentropice a unui gaz ideal, care nu face schimb de energie cu exteriorul și a cărui evoluție poate fi urmărită — din exterior — pe cale matematică exactă, fără considerarea pierderilor de energie internă prin frecare, turbulență etc.

Dar o galaxie nu este — teoretic vorbind — o „insulă de univers", așa cum o consideră Hubble, adică o formație materială izolată într-un spațiu vid, ci mai degrabă o zonă de discontinuitate, un vîrtej local, într-un univers umplut uniform cu substanță materială, a cărei densitate medie dedusă, de regulă, din estimări observaționale, este de circa 10^{-29} g/cm^3. D. W. Sciama [196] și mulți alții consideră această densitate a mediului intergalactic ca fiind chiar de 10^{-26} — 10^{-27} g/cm^3; densitatea gazului interstelar, în care a luat ființă vîrtejul solar, nu este în orice caz mai mică de 10^{-25} g/cm^3. În aceste condiții, formarea sistemelor organizate, cum sînt galaxiile sau vîrtejurile de tipul celui al sistemului solar, se va face cu un aport permanent de substanță din domeniul înconjurător, determinat de sfera de acțiune a cîmpului gravitovortex. Așa cum am văzut în cazul galaxiilor, mișcarea organizată a hidrogenului neutru se întinde mult dincolo de limitele optice ale galaxiei, ceea ce sugerează în modul cel mai evident o *racordare cinematică continuă a vîrtejului galactic local la mediul intergalactic exterior*. Nici din acest punct de vedere deci nu vom putea considera *contracția totală* a galaxiei, analizată mai sus, ca un fenomen fizic real, tot așa cum nu putem concepe un vîrtej local într-un ocean, care ar putea absorbi întreaga materie a oceanului.

Conform cu discuția noastră anterioară, noi nu putem cunoaște aprioric proprietățile reale ale spațiului în jurul unei mase centrale M, ci numai prin intermediul mișcării observate, în cazul galaxiilor prin mișcarea mediului intragalactic; dacă o mare parte a acestei mișcări ar fi anihilată prin diverse pierderi (de exemplu frecare) pe care totuși noi nu le luăm în considerație, concluziile noastre asupra structurii acestui spațiu și respectiv asupra mișcării ar fi eronate din punct de vedere fizic. Acesta pare să fie cazul contracției totale presupusă de raza gravitațională relativistă.

Ceea ce constatăm realmente în interiorul unei galaxii este o masă de gaz intragalactic accelerat către zona centrală și avînd o densitate din ce în ce mai mare, în interiorul unui vîrtej care se contractă numai *aparent*; de aceea, energia disipată în diferitele procese de frînare și frecare internă nu mai poate fi neglijată. Există totuși o zonă în care particule „aspirate" în interiorul vîrtejului ating viteza maximă, viteza particulelor vîrtejului propriu-zis, fie aceasta chiar viteza luminii c. Pentru $\theta_s = \rho r^2 c^2 \sim 6 \cdot 10^{32}$ la densitatea $\rho \sim 10^{-26}$ (g/cm^3) particulele vor putea atinge această viteză a luminii și deci $f = 1$, la circa $r = 6 \cdot 10^{18}$ cm de centru. Aici va exista, în orice caz, o zonă de puternică turbulență, care va da naștere unor puternice disipații de energie și, în consecință, unei frînări rapide a vitezei de rotație a nucleului galactic. Putem concepe astfel, în interiorul acestei zone de tranziție, existența nucleului solid al galaxiei cu rotația sa redusă și creș-

terile spectaculoase de energie radiantă (termică, luminoasă, radio, X etc.), pe care le observăm experimental.

O asemenea supoziție pare valabilă și pentru vîrtejul Soarelui; în timp ce la suprafața sa temperatura atinge cam 6 000 K în coroană ea atinge circa 1 000 000 K și aceasta se deduce suficient de exact atît din îngroșarea liniilor Fraunhofer ale spectrului coronal, cît și din prezența faimoasei linii verzi (5 303 Å), care inițial a fost atribuită unui nou element chimic (coroniul), dar ulterior (B. Edlèn) s-a demonstrat a fi emisă de atomii de fier excitați la temperatura foarte ridicată a coroanei solare. Cum să explicăm altfel constatarea empirică deconcentrantă că mediul înconjurător Soarelui este cu mult mai „cald" decît suprafața Soarelui însuși, cînd mecanismul termonuclear de producere a energiei solare se află în interiorul adînc al acestui astru? Este una din dilemele astrofizicii! M. Schwarzschild a sugerat cîndva o idee, în general acceptată în prezent, conform căreia gazele din coroana solară ar fi puternic încălzite de undele de șoc (sonore), care iau naștere ca urmare a agitației superficiale, turbulente, a gazelor din fotosfera Soarelui. Noi considerăm această teorie un simplu „mecanism specific" inventat *ad-hoc*, care a necesitat ulterior un alt „mecanism specific" (teoria expansiunii coroanei solare, a lui N. Parker) pentru a explica de ce chiar la nivelul orbitei actuale a Pămîntului și mult dincolo de această orbită, sondele cosmice înregistrează efectiv un gaz interplanetar (protoni, particule α, electroni) avînd „temperaturi" medii foarte mari, de circa $2 \cdot 10^4$ K (M. Courtesy, D. Montgomery etc.).

Faptul că Soarele a avut cîndva o rotație cu mult mai rapidă decît cea actuală o dovedește, printre altele, și faptul că numai 2% din momentul cinetic total al sistemului solar aparține în prezent Soarelui; restul de 98% se repartizează planetelor sale satelit. „Exportul" de moment cinetic solar, respectiv frînarea nucleului central al vîrtejului solar, este postulat de mai toate teoriile cosmogonice actuale și au fost găsite și căile specifice prin care un asemenea „export" are loc (§ 12).

Toate aceste amendamente fizice și altele asemenea dovedesc cu prisosință faptul că situațiile limită discutate anterior reprezintă numai cazuri ideale, care, în anumite condiții date, pot diferi mult de cazurile reale pe care le întîlnim în natură. De aceea absolutizarea raționamentelor matematice și a concluziilor care rezultă din aceasta, conform teoriilor clasice ale gravitației, care operează la scară largă cu noțiuni și concepte apriorice, se poate dovedi și se dovedește într-adevăr (cap. 5) cel puțin hazardată. Gravitovortexul fiind o teorie rezultată direct din sinteza unor fenomene naturale, adică o teorie în care conceptele apriorice sînt în cea mai mare măsură excluse, permite adaptarea formalismului său matematic la fiecare caz concret în parte, fiind astfel deosebit de potrivit pentru interpretarea unitară și coerentă a datelor de observație și măsurătoare.

Să urmărim în continuare variația factorului corectiv f al gravitovortexului cu ajutorul ecuației Laplace-Poisson

$$\Delta U = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -4\pi G\rho, \qquad (8.108)$$

unde U este potențialul gravitațional creat de o distribuție oarecare a maselor, $\rho\,(x, y, z)$ este densitatea materiei (respectiv masa unității de volum) și $G = 6{,}67 \cdot 10^{-8}\ \mathrm{cm^3 \cdot g^{-1} \cdot s^{-2}}$ este constanta gravitației. Dacă densitatea ρ a distribuției maselor este constantă sau depinde numai de distanța r la centru,

$\rho = \rho(r)$, ecuația (8.108) se simplifică și poate fi scrisă în coordonate polare astfel:

$$\frac{1}{r^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(r^2\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}r}\right) = -4\pi G\rho. \tag{8.109}$$

Să scriem potențialul gravitovortex, conform cu (7.184), sub forma

$$U = U_N + U_v = \frac{GM}{r} + \frac{1}{2\rho'}\frac{\theta_s}{r^2}; \tag{8.110}$$

rezultă

$$\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}r} = -\frac{GM}{r^2} - \frac{\theta_s}{\rho' r^3}, \tag{8.111}$$

de unde, introducînd în (8.109), obținem

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(GM + \frac{\theta_s}{\rho' r}\right) = 4\pi G\rho r^2, \tag{8.112}$$

sau

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(1 + \frac{\theta_s}{GMr\rho'}\right) = \frac{4\pi\rho r^2}{M_0}, \tag{8.113}$$

masa M fiind deci o constantă, motiv pentru care am și notat-o M_0. Ținînd cont de (8.84), putem scrie în continuare

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}(1+f) = \frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}r} = \frac{4\pi\rho r^2}{M_0}, \tag{8.114}$$

de unde, integrînd, obținem

$$f = \frac{\frac{4\pi}{3}\rho r^3}{M_0} + \text{const.} \tag{8.115}$$

Determinăm constanta de integrare din condiția la limită conform căreia la infinit acționează legea gravitației a lui Newton, adică $f = 0$; deoarece întreaga masă existentă în universul newtonian este $M_0 = \frac{4\pi}{3}\rho r^3$ rezultă const $= -1$ și

$$f = \frac{\frac{4\pi}{3}\rho r^3}{M_0} - 1. \tag{8.116}$$

Să considerăm acum cazul în care o particulă de masă m (de exemplu o planetă) se rotește în jurul unui corp central M_0 (de exemplu Soarele): este universul tipic în care are loc mișcarea eliptică newtoniană. Conform cu calculele de mecanică cerească, pentru o revoluție completă, masa m a planetei poate fi considerată uniform distribuită în jurul centrului de forță M_0 și întreaga masă existentă în *acest* univers este

$$M_0 + m = \frac{4\pi}{3}\rho r^3. \tag{8.117}$$

Corecţia pe care gravitovortexul o aduce în acest caz legii gravitaţiei newtoniene, $F = GM\,m/r^2$, va fi

$$f = \frac{M_0 + m}{M_0} - 1 = \frac{m}{M_0}, \tag{8.118}$$

iar legea forţelor gravitovortex se va scrie

$$F = F_N(1 + f) = -\frac{GMm}{r^2}\left(1 + \frac{m}{M}\right). \tag{8.119}$$

Pentru a obţine această corecţie, care rezultă natural în gravitovortex, Newton a fost obligat să inventeze cunoscutul său artificiu matematic (§ 3.1) al mişcării în jurul „punctului fix în univers" şi toate absoluturile sale. Tot pentru a obţine această corecţie Newton a introdus mişcarea inerţială ca mişcare de referinţă în teoria gravitaţiei, de unde se vede încă o dată că mişcarea gravitovortex este într-adevăr o mişcare inerţială generalizată.

Universul gravitaţional newtonian reprezintă însă numai un caz limită, care poate diferi mult de universul real. În spaţiul gravitovortex al Soarelui, la nivelul traiectoriei actuale a planetei Pămînt parametrul f are valoarea

$$f = \frac{\theta_s}{GMr\rho'} = \frac{6{,}35 \cdot 10^{32}}{6{,}67 \cdot 10^{-8} \times 2 \cdot 10^{33} \times 1{,}5 \cdot 10^{13} \times 5{,}52} \sim 6{,}3 \cdot 10^{-8}, \tag{8.120}$$

unde $\rho = 5{,}52$ este densitatea medie a planetei, valoare practic egală cu valoarea constantei gravitaţionale G. Din (8.34) şi (8.84) deducem

$$f = \frac{\theta_s}{\rho' C^2} = \frac{\delta\theta}{\pi}(1 - e^2), \tag{8.121}$$

de unde rezultă că parametrul f interpretează direct şi avansul planetar de periheliu, care are aceeaşi valoare în relativitatea generală ca şi în gravitovortex. Spre deosebire de relativitatea generală, în gravitovortex se poate stabili precis cărui obiect din spaţiul fizic îi putem atribui efectele reale suplimentare presupuse de factorul corectiv f, între altele chiar efectul avansului suplimentar de periheliu.

Conform cu discuţia noastră anterioară, gravitovortexul satisface integral principiul lui Mach. Deoarece spaţiul interplanetar al Soarelui este un *plenum* în gravitovortex şi nu un *spaţiu vid* ca în teoria lui Newton sau a lui Einstein, rezultă că prezenţa efectivă a materiei interplanetare trebuie să se reflecte direct asupra valorilor lui f determinate anterior. În sistemul solar se observă efectiv, în planul elipticii, o distribuţie continuă de materie interplanetară (gaze, pulberi), a cărei densitate este estimată în prezent a fi în jur de $10^{-21} - 10^{-22}$ g/cm^3 [196]. Distribuţia acestei densităţi nu este constantă în întreg spaţiul sistemului solar, densitatea este mai mare în acest plan al elipticii şi în zonele sale mai apropiate de Soare; se consideră însă că densitatea medie în întreaga *sferă* a sistemului solar este $\rho \sim 10^{-25}$ g/cm^3 [3].

Dimensiunile sistemului solar în ansamblu sînt determinate de graniţele „sferei de acţiune", a Soarelui, în limitele căreia atracţia solară depăşeşte atracţia stelelor vecine. Raza acestei sfere este estimată la 10^{17} cm (C. Vsehviatski); masa gazului interplanetar al întregului sistem solar va fi deci $m = \frac{4\pi}{3}\rho r^3 = 1{,}34 \cdot 10^{26}$ g. Dacă în universul vid al lui Newton în care

se află numai masa punctiformă $M_\odot$ a Soarelui, vom considera și masa distribuită a mediului interplanetar, atunci cîmpul gravitațional newtonian va trebui corectat, iar valoarea factorului de corecție f va fi dată de relația (8.118)

$$f = \frac{m}{M_\odot} = \frac{1{,}34 \cdot 10^{26}}{2 \cdot 10^{33}} \sim 6{,}7 \cdot 10^{-8}; \qquad (8.122)$$

această valoare medie este practic egală, din nou, cu valoarea constantei gravitaționale G.

Spre deosebire de teoriile moderne ale gravitației, în gravitovortex absolut toate efectele suplimentare în raport cu teoria newtoniană sînt efecte fizice ale căror cauze sînt identificabile în mod fizic. Astfel, în § 8.5.2 vom demonstra că materia interplanetară, avînd parametrii cinematici și dinamici efectiv măsurați, provoacă avansul planetar de periheliu observat; în relativitatea generală asemenea efecte sînt atribuite în prezent curburii spațiului, care ar fi de tip riemannian.

Rezultă, așadar, din cele discutate pînă acum, că rezultatele obținute în gravitovortex sînt absolut analoage cu cele obținute conform relativității generale. Este oare gravitovortexul o teorie relativistă a gravitației? Răspunsul este afirmativ, dar nu în sensul relativității generale, ci numai în sensul relativității restrînse; dealtfel, așa cum am mai arătat, orice teorie viabilă a fizicii trebuie să fie o teorie relativistă în acest sens. Această concluzie rezultă nu numai din cadrul axiomatic general discutat anterior, dar și din faptul specific că gravitovortexul este perfect compatibil cu transformările Lorentz, transformări care constituie fundamentul teoriei relativității restrînse.

Conform cu legile uzuale ale mecanicii, noi am determinat mișcarea cu ajutorul expresiei potențialului. Cititorul a remarcat probabil faptul că am obținut de fiecare dată cunoscutele legi newtoniene afectate însă întotdeauna de parametrul specific al mișcării gravitovortex γ, dat de relația (8.10), pe care îl putem scrie astfel

$$\gamma_0 = 1 - \frac{\theta_s}{2\rho' C^2} = 1 - \frac{1}{2} f \sim \sqrt{1-f}, \qquad (8.123)$$

deoarece termenul f are o valoare foarte mică ($\sim 10^{-8}$). Dacă dorim să luăm ca referință viteza luminii atunci din (8.95) rezultă $f = v^2/c^2$ și deci

$$\gamma_0 = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \qquad (8.124)$$

Pornind de aici se poate regăsi cu ușurință grupul de transformări Lorentz și se poate demonstra că legile mișcării mecanice în gravitovortex sînt invariante în raport cu aceste transformări. Cel mai simplu este să regăsim în gravitovortex legea relativistă de variație a masei cu viteza, variație care reflectă în sinteză (§ 4.3.2) tocmai această invarianță mecanică. Această lege rezultă direct din (8.116), dacă ținem cont de (8.95),

$$\frac{\frac{4\pi}{3}\rho r^3}{M_0} = \frac{M}{M_0} = 1 + f = 1 + \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2} \sim \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \qquad (8.125)$$

de unde

$$M = \frac{M_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \qquad (8.126)$$

Din această relație rezultă că dacă, de exemplu, o galaxie parcurge secvența Hubble, adică dacă își accelerează mișcarea de rotație (cap. 6), masa sa de repaus (constantă) M_0 trebuie să crească. Fenomenul pare confirmat în proporție de masă [138]: galaxiile neregulate (I_r, S_m) sînt în medie mai puțin masive decît celelalte tipuri, tipurile *SO* — *Sa* fiind cele mai masive galaxii. Este poate interesant să reamintim faptul că observația relevă o limită maximă pentru masa galaxiilor: 10^{12} mase solare.

8.5. ALTE EFECTE INEDITE ALE FORȚELOR GRAVITO VORTEX ÎN SPAȚIUL CIRCUMSOLAR

8.5.1. Efecte mecanice generale în mișcarea planetelor și sateliților

Desigur, din cele discutate mai sus, cititorul a reținut concluzia corectă că forțele „suplimentare" introduse de gravitovortex nu provoacă numai avansuri „suplimentare" de periheliu în mișcarea planetelor și sateliților, ci *modifică efectiv toți parametrii mișcării planetare newtoniene*. Valorile cantitative ale unora dintre aceste corecții cad însă sub limita preciziei actuale (mai exact, curente) de observație, astfel încît ar părea inoportun să insistăm prea mult asupra lor.

Totuși nu putem vorbi în general de precizia observației astronomice, ea nu este aceeași în întregul cosmos, fiind cu mult mai mare în imediata vecinătate a Pămîntului, decît în spațiile mai îndepărtate. De exemplu, pentru o aceeași modificare a poziției aparente pe cer de o secundă de arc, pe care o putem măsura pe Pămînt, Luna se deplasează efectiv în spațiu cu 2 km, în timp ce Jupiter se deplasează cu 3 000 km, iar Saturn, Uranus și Neptun se deplasează cu mult mai mult. De aceea, micile neregularități din mișcarea Lunii au putut fi foarte precis observate de pe Pămînt și tocmai de aceea interpretarea acestei mișcări constituie un capitol aparte al mecanicii cerești, fiind una dintre problemele sale cele mai complicate (§ 5.2).

Faptul că mișcarea Lunii este foarte precis observabilă se adaugă la acela că Pămîntul și Luna sînt situate relativ aproape de Soare și perturbațiile Lunii provocate de acesta sînt foarte importante: în numai trei zile poziția aparentă a Lunii poate atinge o variație de 4′ sub influența acestei perturbații. Pentru comparație să amintim că perturbațiile lui Saturn datorate atracției lui Jupiter nu depășesc 3′ în trei ani.

În aceste condiții, deși forța centrală suplimentară $\mathbf{F}_r$ a gravitovortexului este cu mult mai slabă decît forța newtoniană $\mathbf{F}_N$, în cazul mișcării Lunii ea poate fi pusă în evidență experimental direct. Această mișcare poate și trebuie să fie unul din testele cele mai sigure pentru verificarea unei teorii noi a gravitației. Trebuie să subliniem faptul — semnificativ după părerea noastră — că relativitatea generală nu a reușit să găsească în această mișcare foarte precis cunoscută nici o verificare specifică; corecțiile relativiste sînt cu mult prea mici față de cele care ar fi cu adevărat necesare.

După cum se știe, mișcarea Lunii în jurul Pămîntului nu se face exact conform legilor Kepler și deci conform legii gravitației a lui Newton, adică pe o elipsă fixă avînd Pămîntul într-unul dintre focare; Luna execută suplimentar o serie de alte mișcări ale căror legi au fost în mare măsură identificate și care pun pregnant în evidență forța noastră suplimentară $\mathbf{F}_v$. Iată manifestările forței $\mathbf{F}_v$ exercitată de Soare în sistemul Pămînt-Lună, revelate de către. . . însuși Newton în lucrarea sa fundamentală Principia (cartea a III-a, Despre mișcarea nodurilor Lunii). El spune:

1. „Am aflat, de asemenea, că în periheliul Pămîntului, din cauza forței mai mari a Soarelui, apogeurile și nodurile Lunii se mișcă mai repede decît în afeliul ei și aceasta *invers proporțional cu cubul distanței Pămînt-Soare*. Și de aici provin ecuațiile anuale ale acestor mișcări proporționale cu ecuația centrului Soarelui".

2. „Acțiunea Soarelui asupra Lunii este cu ceva mai mare cînd diametrul transversal al orbitei lunare trece prin Soare, decît cînd el e sub unghiuri drepte cu linia ce unește Pămîntul cu Soarele și, de aceea, orbita lunară e cu ceva mai mare în cazul dintîi decît în cel din urmă. Și de aici se naște altă ecuație a mișcării medii lunare, depinzînd de poziția apogeului Lunii față de Soare. Această ecuație, pe care o vom numi semestrială, în octanții apogeului, cînd e maximă, crește la aproape 3'45", după cum am putut deduce din fenomene. Aceasta este mărimea ei la distanța mijlocie a Soarelui de Pămînt. Dar *ea crește și se micșorează invers proporțional cu cubul distanței Soarelui* și deci la distanța maximă este de 3'54" și la cea minimă aproape de 3'56"".

3. „Acțiunea Soarelui asupra Lunii este cu puțin mai mare cînd linia dreaptă dusă prin nodurile Lunii trece prin Soare decît cînd acea linie face unghiuri drepte cu dreapta ce unește Soarele și Pămîntul. Și de aici se naște o altă ecuație a mișcării medii lunare, pe care o voi numi a doua semestrială și care e maximă cînd nodurile se află în octanții Soarelui și dispare cînd sînt în sizigii sau cvadraturi; și în alte poziții ale nodurilor este proporțională cu sinusul distanței duble a unuia din cele două noduri de la sizigii sau cvadratura cea mai apropiată; și se adună la mișcarea medie a Lunii, dacă Soarele se află în urma nodului celui mai apropiat, și se scade dacă este înainte și în octanți, unde este maximă se urcă la 47" la distanța mijlocie a Soarelui de Pămînt, după cum deduc din teoria gravitației. La alte distanțe de Soare această ecuație maximă în octanții nodurilor este *invers proporțională cu cubul distanței Soarelui de Pămînt* și deci în perigeul Soarelui se ridică la 49", în apogeu la aproximativ 45"".

4. „Apogeul Lunii progresează mai mult cînd este în conjuncție cu Soarele sau în opoziție cu el și regresează cînd e în cvadratură cu Soarele". Newton explică această mișcare prin introducerea unui. . . epiciclu, pe care se mișcă în jurul Pămîntului centrul elipsei traiectoriei Lunii. În periheliul Pămîntului, din cauza forței mai mari a Soarelui, centrul orbitei Lunii se va mișca mai repede decît în afeliu și anume *invers proporțional cu cubul distanței Pămînt-Soare.*

Acestea sînt faptele. În raționamentele de mai sus, Newton găsește explicit, fizic, forța suplimentară $\mathbf{F}_v$ a gravitovortexului variind invers proporțional cu cubul distanței, alături de forța sa gravitațională $\mathbf{F}_N$, care variază invers proporțional cu pătratul distanței și cu ajutorul căreia interpretează mișcarea principală a Lunii. Ar fi desigur greu să găsim în sprijinul teoriei noastre argumente mai cu greutate și cu mai multă autoritate decît cele pe care le-am dat mai sus. Alte asemenea argumente pot fi corelate cu

ușurință din mișcarea Lunii (despre unele vom mai vorbi în continuarea lucrării noastre), dar nu socotim necesar să mai insistăm acum.

Aceasta cu atît mai mult cu cît *exact aceeași forță suplimentară* $\mathbf{F}_v$ *exercitată de Soare și de Lună o putem depista în modul cel mai direct pe Pămînt.* Încă din antichitate s-a observat că există o legătură strînsă între mișcarea Soarelui și a Lunii și *efectul mareelor.* Newton a fost primul care a arătat că *„forța cu care Soarele singur ridică apa mării (fluxul) este invers proporțională cu cubul distanței dintre Soare și Pămînt"*. Iată, așadar, aceeași forță care provoacă avansurile planetare de periheliu acționînd în modul cel mai concret cu putință, aici, pe Pămînt, efectele acestei acțiuni fiind foarte ușor și foarte exact măsurabile!

Dar nu numai Soarele exercită o astfel de forță. Tot Newton a fost primul care a demonstrat că *forța cu care Luna singură ridică apa mării (această forță este de circa 4 ori mai mare decît cea exercitată de Soare) este, de asemenea, invers proporțională cu cubul distanței Pămînt-Lună.* Deci această forță gravitovortex ale cărei efecte pot fi cu precizie observate și măsurate pe Pămînt aparține nu numai Soarelui, dar și Lunii.

În teoria lui Newton Pămîntul ca și Luna și toate corpurile cerești reprezintă simple puncte materiale, fără dimensiuni, între care se exercită cunoscuta forță gravitațională $F_N = k/r^2$. Cînd asemenea puncte materiale se află la mare distanță, idealizarea newtoniană dă aproximații acceptabile. Sînt însă situații cînd trebuie totuși să considerăm corpurile cerești la dimensiunile lor reale, așa cum este, de exemplu, cazul mareelor terestre, cazul în care observăm mișcarea Lunii din imediata ei apropiere și multe alte cazuri similare. În aceste situații, Newton și, în general, fizica ies practic din cadrul strict axiomatic al teoriei newtoniene și atribuie de fapt, *ad-hoc*, acestor corpuri raza lor gravitovortex R_g; conform cu cele discutate în secțiunea precedentă, apariția în aceste condiții a corecției $F_v = k/r^3$ este naturală și automată, așa cum s-a și întîmplat în exemplele citate mai sus. Teoria newtoniană a gravitației reprezintă doar un caz limită al gravitovortexului ($R_g = 0$); de aceea, plecînd de la realitatea fizică concretă ($R_g \neq 0$) către interpretarea teoretică, tribulațiile lui Newton se înscriu perfect în cadrul axiomatic și conceptual general al gravitovortexului.

Este oare această forță gravitațională suplimentară specifică numai Soarelui și Lunii? Pămîntul provoacă, la rîndul său, o maree lunară, care poate fi măsurată în prezent și care este datorată aceleiași forțe $F_v = k/r^3$. Mai mult, după cum se știe, mișcarea liniei apsidelor Lunii, presupunînd că ea este atrasă gravitațional de Pămînt numai prin forța gravitațională newtoniană, conduce la celebra valoare de 1°31′28″ a mișcării apsidelor Lunii, discutată anterior, adică numai la jumătate din valoarea efectiv observată. Presupunînd o forță suplimentară de forma k/r^3 (unde k este o constantă) cu care Pămîntul ar atrage Luna, Clairaut [46] obține exact valoarea observată a acestei mișcări. Deci și Pămîntul atrage Luna cu o aceeași forță suplimentară gravitovortex, ceea ce dealtfel era evident și în baza principiului egalității dintre acțiune și reacțiune.

Dacă Soarele atrage Pămîntul cu această forță gravitațională suplimentară și Pămîntul atrage Luna și Luna atrage Pămîntul cu aceeași forță, putem zice că Pămîntul atrage, la rîndul său, Soarele cu această forță. Dar Soarele (din avansurile de periheliu) atrage toate planetele cu o asemenea forță, deci și planetele vor atrage la fel Soarele.

Zicem atunci că această forță este comună Soarelui, planetelor, Pămîntului și Lunii. Ea va fi comună și sateliților lui Jupiter și Saturn și tuturor

sateliţilor planetelor, deoarece, după cum demonstrează Newton în propoziţia XXIII teorema V, „inegalităţile în mişcarea acestor sateliţi provin din mişcările lunare". Ea este comună şi galaxiilor în ansamblu, din mişcarea cărora a fost efectiv dedusă.

Şi, după cea de-a treia regulă de „filozofare" a lui Newton, conform căreia „calităţile corpurilor care nu pot fi nici intensificate, nici slăbite şi care aparţin tuturor corpurilor cu care se pot face experienţe, trebuie considerate calităţi ale tuturor corpurilor", putem conchide că această forţă de atracţie „suplimentară" a gravitovortexului este efectiv o calitate a tuturor corpurilor, adică este o forţă universală, la fel ca şi forţa gravitaţională newtoniană.

8.5.2. Cîmpul gravitovortex solar şi radiaţia cosmică

Vom considera acum una dintre mişcările specifice gravitovortexului, despre care am mai discutat în secţiunea 7.3 şi anume mişcarea funcţie de „natura" substanţei: forţele gravitovortex fiind forţe de volum, mişcarea particulelor va depinde în mod esenţial de densitatea acestora. Într-adevăr, dacă urmărim într-un vîrtej de laborator, provocat într-un vas cu apă, mişcarea unei particule grele *m* şi introducem în acest vîrtej cîteva bule de aer, vom constata că bulele se mişcă cu mult mai rapid decît particula grea *m*. Lucrurile se petrec la fel şi în spaţiul circumsolar.

Densitatea medie a gazului interplanetar nu este prea riguros determinată, ea variază în prezent de la o determinare la alta în limitele 10^{-21}—10^{-22} g/cm³; Van de Hulst adoptă, de exemplu, valoarea $\rho = 2 \cdot 10^{-22}$ g/cm³. Particula Pămînt avînd densitatea $\rho = 5{,}52$ g/cm² se mişcă pe traiectoria sa circumsolară cu viteza medie de 30 km/s; care va fi *viteza gazului interplanetar* la nivelul traiectoriei Pămîntului în mişcarea circumsolară obligatorie? Din constanta solară θ_s deducem

$$v = \sqrt{\frac{\theta_s}{r^2 \rho'}} = \sqrt{\frac{6{,}35 \cdot 10^{32}}{(1{,}5 \times 10^{13})^2 \times 2 \cdot 10^{-22}}} \sim 10^{14} \text{ cm/s}, \qquad (8.127)$$

adică o viteză cu mult mai mare decît viteza luminii. Rezultă de aici următoarele concluzii importante:

a) mişcarea vortexinerţială a planetelor în jurul Soarelui nu este complet echivalentă cu mişcarea vortexinerţială a gazului interplanetar şi pentru a restabili deplina lor echivalenţă va trebui să aplicăm — ca pentru orice sisteme inerţiale — transformările Lorentz;

b) mişcarea gazului interplanetar apare puternic accelerată în raport cu mişcarea corespunzătoare a planetelor şi, în consecinţă, efecte remarcabile conform relativităţii restrînse ar trebui luate în considerare între cele două categorii distincte de mişcări;

c) viteza limită reală a acestui gaz nu poate fi mai mare decît viteza luminii, conform teoriei relativităţii speciale.

Corespunzător acestor concluzii, vom utiliza, în cele ce urmează, două referenţiale inerţiale distincte şi anume:

a) un referenţial laborator *P*, legat solidar cu Pămîntul, faţă de care noi oamenii sîntem în repaus şi din sistemul căruia facem observaţiile şi măsurătorile noastre;

b) un referențial mobil M, față de care gazul interplanetar aflat în mișcare de rotație în jurul Soarelui este în repaus, referențial care se mișcă deci în raport cu P, practic cu viteza luminii, c.

Dacă notăm cu ρ densitatea gazului, „văzută" în referențialul P, și cu ρ_0 valoarea aceleiași densități în referențialul de repaus M, vom avea, conform relativității restrînse,

$$\rho = \frac{\rho_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \tag{8.128}$$

și deci

$$\rho_0 = \rho\sqrt{1 - v^2/c^2}, \tag{8.129}$$

unde v este viteza relativă a celor două referențiale, foarte apropiată de viteza luminii.

Pe de altă parte, dacă $\Gamma = 2\pi\, r\, v$ reprezintă circulația determinată în sistemul P, atunci această valoare va deveni pentru sistemul M

$$\Gamma_0 = \frac{\Gamma}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}\,. \tag{8.130}$$

Într-adevăr, după cum se știe, elementul de distanță spațială (metrica spațială), într-un sistem de coordonate în rotație, este [122]

$$\mathrm{d}l^2 = \mathrm{d}r^2 + \mathrm{d}z^2 + \frac{r^2\mathrm{d}\theta}{1 - \omega^2\dfrac{r^2}{c^2}}, \tag{8.131}$$

unde ω = viteza unghiulară de rotație. Considerînd mișcarea de rotație a particulelor în jurul Soarelui într-un plan z = constant (de exemplu în planul eclipticii), avem

$$v^2 = (r\,\omega)^2 \tag{8.132}$$

și deci

$$\mathrm{d}l^2 = \mathrm{d}r^2 + \frac{(r\,\mathrm{d}\theta)^2}{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}. \tag{8.133}$$

Elementele cinematice perpendiculare pe direcția mișcării nu sînt afectate; în schimb, cele în direcția mișcării apar contractate și deci raportul dintre lungimea circumferinței și raza r se modifică astfel încît

$$\frac{2\pi}{\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}} > 2\pi. \tag{8.134}$$

Se poate constata ușor că grupul de valori ρ, Γ și ρ_0, Γ_0 transformă la fel o relație de tipul $\theta_s = \rho\,\Gamma^2/(4\pi^2)$ care poate fi scrisă în consecință sub forma

$$\theta_{s_0} = \frac{\rho_0\Gamma_0}{4\pi^2} = \frac{\rho\Gamma}{4\pi^2\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}} = \frac{\theta_s}{\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}} \tag{8.135}$$

Ţinînd cont de (8.123) şi (8.124), putem scrie că

$$\theta_{s_0} = \frac{\theta_s}{\gamma_0} = \frac{\theta_s}{\sqrt{1-f}} \cdot \qquad (8.136)$$

Densitatea gazului interplanetar, amintită mai sus, pe care sîntem obligaţi să o utilizăm în calculele noastre, este stabilită experimental în ipoteza uzuală că acest gaz se află în repaus în raport cu Pămîntul; această ipoteză este, în lumina celor discutate mai sus, greşită. Dacă admitem că viteza maximă a gazului este viteza luminii, putem scrie următoarea relaţie de echivalenţă

$$\theta_s = \frac{\rho_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\, r^2 c^2, \qquad (8.137)$$

de unde deducem valoarea radicalului, γ_0, la nivelul traiectoriei Pămîntului

$$\gamma_0 = \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} = \frac{\rho_0 r^2 c^2}{\theta_s} = \frac{2\cdot 10^{-22} \times 2{,}25\cdot 10^{26} \times 9\cdot 10^{20}}{6{,}35\cdot 10^{32}} =$$

$$= 6{,}6\cdot 10^{-8}, \qquad (8.138)$$

adică o valoare efectiv *egală cu constanta gravitaţională*. Putem folosi această valoare a radicalului γ_0 pentru a transforma parametrii de repaus ai particulelor plasmei interplanetare în parametrii dinamici corespunzători ai acestor particule, adică pentru a transforma aceşti parametri din referenţialul M în referenţialul P, aşa cum vom arăta în continuare.

În aceste condiţii, în referenţialul de repaus al plasmei interplanetare avem

$$\theta_{s_0} = \frac{\theta_s}{\gamma_0} = \frac{6{,}35\cdot 10^{32}}{6{,}6\cdot 10^{-8}} \sim 10^{40}, \qquad (8.139)$$

adică regăsim şi din mişcarea plasmei interplanetare fatidicul număr uriaş 10^{40}. Dacă interpretăm acest număr, împreună cu P.A.M. Dirac (§ 9.1), ca raportul dintre atracţia electrostatică şi atracţia gravitaţională, putem anticipa asupra faptului că forţele gravitovortex care acţionează asupra plasmei interplanetare sînt forţe de natură electrică.

Acestea ar fi cîteva dintre relaţiile de echivalenţă între mişcările vortex-inerţiale ale planetelor şi gazului interplanetar şi din acest punct de vedere ar trebui, după părerea noastră, să interpretăm rezultatele măsurătorilor pe care le executăm asupra parametrilor plasmei interplanetare, adică ai unui eventual vîrtej solar.

Dar există care realmente un astfel de vîrtej? Aproape toate teoriile cosmogonice pleacă de la premisa unui vîrtej iniţial, care a dus la formarea sistemului nostru solar, dar toate presupun tacit şi destul de incoerent că el s-ar fi „consumat" de mult, prin condensare în Soare şi planete; în orice caz, ele îl ignoră cu desăvîrşire în structura actuală a sistemului solar, în acord cu teoriile clasice ale gravitaţiei.

Oricum, existenţa fizică actuală a unui gigantic vîrtej solar, constituit din particule atît de accelerate încît unele au atins practic viteza luminii, ca cel presupus de relaţiile noastre anterioare, ar trebui să fie totuşi detectabilă într-un fel oarecare direct pe Pămînt. Noi credem că o astfel de descoperire a fost deja

făcută și asta încă acum mai bine de 60 de ani: Victor Hess a numit-o radiație cosmică.

La începutul secolului al XX-lea s-a remarcat un fenomen curios: foițele unui electroscop încărcat și izolat cu cea mai mare grijă își pierdeau treptat sarcina lor electrică „de la sine“ în decurs de cîteva zile. Era evident că această pierdere de sarcină se producea din cauză că aerul nu era un izolant perfect. S-a crezut un timp că conductibilitatea electrică neobișnuită a aerului era determinată de ionizarea produsă de radiațiile radioactive, care fuseseră și ele de curînd descoperite de către H. Becquerel (1896). S-au făcut, de aceea, măsurători foarte îngrijite în multe locuri, pe ghețari, în lacuri, în largul mării, pe turnuri înalte sau pe piscurile înzăpezite ale munților și s-a constatat că ionizarea aerului se observă peste tot, aproximativ la fel. Imediat au apărut interpretări, care de care mai fanteziste, asupra unor ipotetice distribuții a substanțelor radioactive în scoarța terestră, capabile să provoace o astfel de ionizare.

În anul 1909, fizicianul elvețian Gockel a hotărît să se răfuiască definitiv cu această radioactivitate care se întîlnește peste tot: împreună cu aparatele sale el s-a ridicat cu balonul pînă la înălțimea de 4 km deasupra mării. Gockel a obținut un rezultat senzațional: el a descoperit că viteza de descărcare a electroscopului nu scade, ci crește de mai multe ori!

Rezultatul era atît de greu de înțeles și de surprinzător, încît comunicarea lui Gockel a fost întîmpinată cu neîncredere. În anii 1911—1914 fizicienii Hess și Kolhörster, iar în 1922 Millikan și Bowen au ridicat aparatele lor tot mai sus, pînă la înălțimea de 15,5 km. S-a constatat că *ionizarea crește într-adevăr puternic cu altitudinea și că este de zeci de ori mai mare ca la nivelul mării.* Din toată seria de măsurători rezulta clar concluzia existenței unor „raze necunoscute“, de origine extraterestră, care au fost numite radiații cosmice și care bombardau în permanență suprafața Pămîntului, ionizînd în acest fel aerul.

Dar această primă concluzie impunea cu necesitate și concluzia puterii de pătrundere, cu totul neobișnuită, a acestei „radiații“. Dacă ținem seama de faptul că cele mai penetrante dintre radiațiile cunoscute — razele γ — sînt puternic absorbite chiar într-un strat de aer de cîteva zeci de metri, atunci înțelegem că trecerea razelor cosmice prin grosimea de zeci de kilometri a atmosferei terestre i-a făcut pe fizicieni să le atribuie, încă de la început, o energie de zeci de mii de ori mai mare decît energia razelor γ celor mai penetrante. S-a stabilit apoi curînd că aceste radiații cosmice nu sînt de fapt unde electromagnetice, așa cum se crezuse inițial, ci *fluxuri de particule elementare (în special protoni), care sosesc din spațiul interplanetar cu viteze uriașe, în marea lor majoritate cu viteza luminii.*

Principalul parametru care caracterizează radiația cosmică este intensitatea fiecărui tip de particulă. Prin definiție, se numește intensitate numărul de particule care trec într-o unitate de timp printr-o suprafață egală cu unitatea (în direcții apropiate de normala la această suprafață elementară), raportat la un unghi solid unitate. Intensitatea se măsoară de obicei în particule/(cm^2·s·steradian) sau particule/(m^2·s·steradian). Mai exact, aceasta se referă la intensitatea totală (integrală) $I\ (> E)$ a particulelor cu o energie mai mare decît o anumită energie dată E.

În linii mari, problema studiului radiației cosmice se reduce la determinarea intensității $I\ (E)$ pentru particulele de toate tipurile care sînt recepționate de contoare speciale. Se poate stabili astfel variația intensității diverselor componente sau a radiației cosmice integrale, în funcție de energia

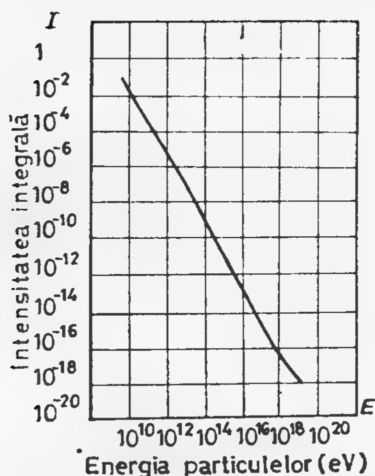


Fig. 62. Spectrul energetic integral al radiației cosmice, recepționată în vecinătatea Pămîntului.

E sau de energia pe un nucleon $\varepsilon = E/A$ (A fiind masa atomică sau, mai exact, numărul de masă al nucleului), adică se poate determina ceea ce se numește *spectrul energetic al radiației cosmice* (figura 62). După cum se observă în figură, intensitatea integrală I scade practic exponențial cu creșterea energiei E a particulelor.

În fluxul radiației cosmice numărul de particule cu energii foarte mari este foarte redus: astfel, în cazul energiei $E = 10^6$ GeV $= 10^{15}$ eV avem I ($> 10^6$ GeV) $\sim 10^{-10}$ particule / (cm$^2 \cdot$ s $\cdot$ steradian) $\sim 0{,}1$ particule / (m$^2 \cdot$ $\cdot$ zi $\cdot$ steradian). Cu alte cuvinte, asupra unui sistem de contoare cu o suprafață de 1 m^2 va cădea din emisfera direcțiilor o particulă cu o energie mai mare de 10^6 GeV în trei zile (fluxul particulelor care trec printr-o suprafață unitate este $F = 3{,}14\ I$). Fluxul particulelor cu energii moderate ($3 \div 10$) GeV este însă cu mult mai mare și tocmai asemenea particule determină practic *densitatea observată de energie medie a radiației cosmice,* $\omega = 0{,}6$ *eV/ /cm*^{3} $\sim 10^{-12}$ *erg/cm*^{3}. În perioada de minim a activității solare, *Pămîntul recepționează efectiv un flux de particule venind din cosmos, de aproximativ o particulă pe fiecare cm*^{2} *și în fiecare secundă.* Iată deci o manifestare fizică directă a vîrtejului nostru solar! Din ce direcție sosesc aceste particule?

Dacă vom ridica contoarele noastre cu ajutorul unor nave spațiale la distanțe mari de suprafața Pămîntului ($15 \div 20$ de raze terestre), vom constata că radiația cosmică este în mare măsură *izotropă*, adică intensitatea înregistrată I nu depinde decît foarte puțin de direcția de înregistrare. Ar fi dealtfel greu de imaginat cum suprafața minusculă a contoarelor noastre ar putea să înregistreze o anumită direcție privilegiată locală a curentului general de plasmă interplanetară, care este supusă în orice moment acțiunii unui mare număr de factori perturbatori și a cărei caracteristică principală o constituie tocmai extrema sa mobilitate; pentru aceasta ar trebui ca suprafața de captare a contoarelor noastre să fie imensă.

Dacă însă vom face măsurătorile pe Pămînt rezultatele se schimbă semnificativ: *enorma suprafață a Pămîntului și a spațiului ocupat de cîmpul său magnetic, care interacționează cu plasma ce se mișcă în spațiul interplanetar, constituie un ecran capabil să pună în evidență o anizotropie clară.* Putem astfel determina cu mult mai ușor direcția de mișcare a plasmei interplanetare la București (sau în oricare alt loc de pe suprafața Pămîntului), decît la mare

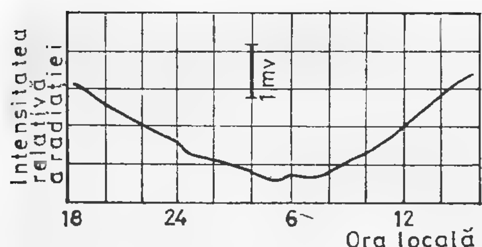


Fig. 63. Variația diurnă a intensității integrale a radiației cosmice, recepționată la București (Vinițki, 1973).

distanță în spațiul cosmic. În figura 63 este prezentată o înregistrare tipică a intensității integrale a radiației cosmice, recepționată la București în perioada aprilie-mai, 1974 (V. Vinițki). Se constată ușor un minim net în jurul orei 6,00 dimineața și un maxim net în jurul orei 18,00 seara, intensitățile corespunzătoare orelor 12,00 și 24,00 ocupînd poziții intermediare. Coroborînd aceste rezultate cu poziția diurnă a meridianului geografic în raport cu direcția vîrtejului solar și poziția Soarelui (fig. 64), observăm cu ușurință că atît periodicitatea cît și variația orară a radiației cosmice înregistrate, confirmă clar nu numai existența vîrtejului solar, dar și direcția lui.

Aparatele noastre plasate la sol au înregistrat desigur radiație cosmică secundară, distorsionată de cîmpul magnetic terestru. Faptul că variația diurnă astfel înregistrată pare opusă și sincronă cu variația diurnă a componentei orizontale a cîmpului geomagnetic, i-a permis lui Ross Gunn [102] să presupună că efectul de distorsionare s-ar datora tocmai modulării exercitată de această componentă orizontală și explicația a fost acceptată de geofizicieni. Ipoteza lui Ross Gunn nu contrazice în nici un fel concluzia noastră anterioară. deoarece componenta variabilă a cîmpului magnetic terestru, a cărei cauză este necunoscută pentru geofizica actuală, este tot un efect specific gravitovortexului, așa cum vom demonstra pe larg în § 12.

Originea radiației cosmice reprezintă în prezent un mister absolut al fizicii, deoarece teoriile fundamentale actuale nu oferă nici o posibilitate plauzibilă pentru a explica fantastica accelerare a particulelor care o compun. Au fost elaborate multe „modele teoretice“ și cele care s-au impus presupun că accelerarea nu poate avea loc decît pe spații foarte mari, la nivelul galaxiei sau chiar al metagalaxiei. În acest consens cvasigeneral concluziile celebrului savant american E. Teller au făcut o vădită notă discordantă. motiv pentru care creatorii de modele teoretice se silesc să nu le ia în seamă.

E. Teller și colaboratorul său A. Richtmayer au raționat în linii mari după cum urmează [209]. În cîmpul interplanetar al Soarelui navele spațiale detectează efectiv un cîmp magnetic permanent de $(10^{-4} \div 10^{-5})$ Oe [26]. Traiectoria oricărei sarcini electrice (și particulele gazului interplanetar sînt efectiv sarcini electrice) care intră într-un astfel de cîmp magnetic ce se întinde pe distanțe uriașe va fi curbată conform relației uzuale din electrodinamică

$$R \sim \frac{E}{300\, H}, \qquad (8.140)$$

unde E este energia particulei în eV și H intensitatea cîmpului magnetic în Oe. Raza de curbură a unei particule a radiației cosmice pe care o detectăm în imediata vecinătate a Pămîntului, avînd energia tipică $E = 10^{12}$ eV, va fi, conform relației (8.140). aproximativ *aceeași cu raza de curbură a orbitei*

terestre. Rezultă că această particulă a radiației cosmice se mișcă, ca și Pămîntul, la aceeași distanță de Soare, dar cu viteza luminii. *Chiar particulele de energie foarte înaltă prezintă, conform aceleiași relații, traiectorii a căror rază de curbură este compatibilă cu dimensiunea sistemului nostru solar. Aceste constatări și altele asemenea i-au condus pe Teller și Richtmayer la concluzia că radiația cosmică trebuie să fie un fenomen solar local.*

Soarele nu poate fi însă sursa radiației cosmice observate: întreaga sa energie de repaus, Mc^2, este de $2 \cdot 10^{54}$ erg și întreaga sa emisie de diverse radiații este de $3{,}86 \cdot 10^{33}$ erg/s sau aproximativ 10^{41} erg/an, dintre care numai 10^{24} erg/s reprezintă radiație cosmică (protoni etc.) de energie foarte joasă. Tocmai pentru acest motiv, „modelele" galactice sau chiar metagalactice ale teoriilor actuale ale astrofizicii privind radiația cosmică apelează *ad-hoc* la explozia unor supernove (eliberarea bruscă a unor energii de ordinul a $10^{51} \div 10^{52}$ erg) pentru a explica energiile uriașe ale particulelor și, la o anumită frecvență minimă a acestor explozii, pentru a explica densitatea de energie observată.

În gravitovortex gazul interplanetar nu poate fi în repaus și, așa cum am văzut, el nu se poate mișca în jurul Soarelui cu aceeași viteză lentă ca planetele, din cauza densității sale extrem de reduse; viteza sa a ajuns practic egală cu viteza luminii. Trebuie să înțelegem foarte clar mișcarea funcție de „natura" substanței, care este o caracteristică specifică și neconvențională a gravitovortexului, pentru a putea înțelege corect afirmația noastră de mai sus; dacă vom aplica canoanele actuale ale teoriei gravitației, această afirmație ca și discuția noastră ulterioară nu vor putea fi înțelese coerent. După ce am regăsit, pentru moment, în gravitovortex, formalismul matematic și conceptele teoriilor clasice ale gravitației, ne vom desprinde în cele ce urmează tot mai mult de aceste canoane. Gravitovortexul nu este numai o teorie mai generală, ci și o nouă teorie a gravitației, ale cărei concluzii nu pot fi judecate corect decît numai în propriul cadru conceptual și numai în raport cu datele experimentale.

Revenind la mișcarea gazului interplanetar, conform gravitovortexului, observăm că ea justifică pe deplin concluzia lui E. Teller că radiația cosmică reprezintă în întregime un *fenomen solar local*. În acord cu ideea fundamentală a teoriilor cosmogonice privind formarea sistemului solar prin contracția nebuloasei primordiale, înțelegem simplu cum într-un asemenea proces de contracție, care — în anumite condiții — ar putea să ducă pînă la apariția unei *black-hole*, diversele particule materiale sînt puternic și *diferențiat* accelerate. Această accelerare nu este instantanee, ea necesită un timp îndelungat, corespunzător cu contracția aparentă a nebuloasei inițiale, discutată anterior (§ 8.4). Ceea ce vedem și măsurăm astăzi în sistemul nostru solar este *rezultatul unui proces care a durat circa cinci miliarde de ani*. După cum demonstrează T. G. Cowling [2] constanta de timp a cîmpului magnetic solar este foarte mare (10^{10} ani) și, în consecință, *cîmpul magnetic actual este el însuși o relicvă a stadiilor inițiale ale formării sale.*

Poate tocmai această accelerare lentă a unor particule „relicve" explică o altă enigmă a radiației cosmice, anume aceea a prezenței nucleelor din grupul L (litiu, beriliu, bor) în același număr ca și nucleele din grupul H, adică într-o proporție de 100 000 de ori mai mare decît răspîndirea lor medie în univers (Soare, stele). Într-adevăr, Bonsak și Greenstein au descoperit relativ recent că în stelele de tip T (Tauri), care se află în stadiul primar al contracției lor gravitaționale, există o mare cantitate de litiu.

Conform astrofizicii actuale avem de-a face cu două entități fizic distincte: *gazul interplanetar*, aflat în repaus relativ în raport cu Pămîntul. și *radiația cosmică* provenind din adîncurile universului și avînd o viteză egală cu viteza luminii. Conform gravitovortexului, aceste două entități practic se confundă: *gazul interplanetar și (cel puțin) partea principală a radiației cosmice reprezintă una și aceeași entitate fizică.* Diferența dintre cele două interpretări diferite constă în aceea că în fizica actuală cele două entități fizice sînt raportate la *referențiale neechivalente* din punct de vedere mecanic, cu alte cuvinte că se neglijează mișcarea obligatorie a gazului interplanetar și efectele relativiste legate de această mișcare. Nu este greu să vedem în această situație de fapt persistența anacronică a conceptului de spațiu gravitațional vid, profesat de teoria newtoniană a gravitației, care a adus prejudicii și în evaluarea corectă a mișcării și dimensiunilor galaxiilor (§ 6.1). Cînd gazul interplanetar a fost în sfîrșit descoperit ca un fapt experimental cert, astrofizicienii au uitat probabil să-l pună în mișcare în cadrul unei teorii coerente și de aceea el a rămas mai mult ca un fel de apendice incomod care deranjează precizia observațiilor astronomice.

Compoziția chimică a radiației cosmice este aproximativ următoarea: 90% nuclee de hidrogen (protoni), 9% nuclee de heliu (particule α) și 1% alte elemente. *Ea este identică cu cea a gazului interplanetar și chiar cu cea a Soarelui însuși,* dacă ne gîndim că în Soare o mare parte a hidrogenului a fost transformat în heliu ca urmare a reacțiilor termonucleare.

Și densitatea de particule este aceeași. În perioada de minim a activității solare, Pămîntul recepționează efectiv o particulă de radiație cosmică pe fiecare centimetru pătrat și în fiecare secundă. În ipoteza uzuală că gazul interplanetar se află în repaus sau că se mișcă cu viteză neglijabilă în raport cu Pămîntul, densitatea gazului interplanetar determinată experimental (din frînarea sateliților și a navelor spațiale sau din absorbția selectivă a luminii) este, să zicem, $\rho \sim 10^{-23}$ g/cm^3. Cum masa de repaus a unui proton (particulă tipică a gazului interplanetar) este $m_0 = 1{,}67 \cdot 10^{-24}$, rezultă că densitatea acestui gaz este de o particulă pe cm^3, *adică este practic egală cu densitatea observată a radiației cosmice.*

Și densitatea de energie este aceeași. La nivelul traiectoriei Pămîntului se determină experimental o temperatură a gazului interplanetar de circa 10^4 K; densitatea de energie (termică) a acestui gaz va fi deci

$$\omega = \frac{3}{2} nkT = \frac{3}{2} \times 1{,}38 \cdot 10^{-16} \times 10^4 \sim 10^{-12} \text{ erg/cm}^3, \qquad (8.141)$$

unde n este concentrația particulelor și $k = 1{,}38 \cdot 10^{-16}$ erg/grad este constanta lui Boltzman, *densitate care este egală cu densitatea de energie a radiației cosmice observată în vecinătatea Pămîntului.* Dacă observăm că și densitatea de energie a cîmpului magnetic interplanetar $\omega = H^2/8\pi$ este aproximativ aceeași, putem conchide că *presiunea magnetică, presiunea radiației cosmice și presiunea gazului interplanetar sînt aproximativ egale.*

Rezultă și de aici că cele două tipuri de gaze, plasma interplanetară și radiația cosmică, reprezintă aceeași entitate fizică și că diferențele dintre ele apar numai datorită referențialelor diferite și neechivalente la care ele se raportează în prezent. Dacă se operează între cele două referențiale transformările Lorentz sugerate la începutul acestei secțiuni, particulele tipice ale gazului interplanetar devin de drept particule tipice ale radiației cosmice.

De exemplu, energia de repaus a protonului gazului interplanetar, $\varepsilon_0 = m_0c^2 = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ erg/nucleon, devine în referențialul mobil

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1{,}5 \cdot 10^{-3}}{6{,}6 \cdot 10^{-8}} \sim 10^4 \text{ erg/nucleon} = 10^{16} \text{ eV/nucleon,} \qquad (8.1\ldots)$$

adică *protonul gazului interplanetar devine o particulă tipică a radiației cosmi...* *Toți* parametrii de repaus ai acestui gaz pot fi transformați cu ușurință în parametri corespunzători radiației cosmice observate, dacă se ține seama de cele două referențiale vortex-inerțiale animate de viteze diferite, între care se operează transformările Lorentz conform gravitovortexului.

Mișcarea gazului interplanetar, ignorat de teoria newtoniană a gravitației, este guvernată de forța suplimentară $\mathbf{F}_v$ a gravitovortexului, ignorată de legea atracției gravitaționale newtoniene. Aceeași forță $\mathbf{F}_v$ provoacă, așa cum am văzut, și avansul planetar de periheliu. Avînd aceeași cauză fizică, cele două fenomene „suplimentare“, mișcarea gazului interplanetar și avansul de periheliu, sînt efecte fizice echivalente. Se poate oare stabili direct o corelație fizică măsurabilă între aceste două efecte? Răspunsul este afirmativ: *radiația cosmică, la parametrii fizici observați experimental pe Pămînt și în vecinătatea sa, poate provoca efectiv avansul de periheliu observat al planetei Pămînt.*

Considerînd avansul de periheliu pe revoluție, rezultă că în decurs de un an ($T = 3{,}17 \cdot 10^7$ s) Pămîntul străbate o distanță „suplimentară“ pe traiectoria sa, $S = r \cdot \delta\theta = 2{,}76 \cdot 10^6$ cm cu o accelerație tangențială medie $a = 5{,}52 \cdot 10^{-9}$ cm/s². Lucrul mecanic cheltuit pentru a străbate această distanță suplimentară va fi $L = maS = 9{,}1 \cdot 10^{25}$ erg, unde $m = 6 \cdot 10^{27}$ g este masa Pămîntului. Rezultă un lucru mecanic „specific“

$$\frac{\Delta L}{TA_0} \sim 2{,}26 \text{ erg/cm}^2 \sim 1{,}4 \cdot 10^{12} \text{ eV/cm}^2\text{·s}. \qquad (8.143)$$

unde A_0 este suprafața secțiunii transversale a globului terestru. Pentru a provoca avansul de periheliu observat al Pămîntului ar fi deci suficient ca circa o particulă cu o energie de 10^{12} eV să lovească în fiecare secundă, fiecare centimetru pătrat din secțiunea transversală a sa. Dacă ținem cont de faptul că datorită magnetosferei, care se întinde pe o distanță medie de circa 10 raze terestre în jurul globului, suprafața reală A, de interacțiune cu particulele vîrtejului, adică cu radiația cosmică, este de aproximativ 100 de ori mai mare decît A_0, rezultă că pentru a provoca avansul observat al Pămîntului este suficient ca din emisfera direcțiilor acesta să fie bombardat în fiecare secundă de un flux de particule cu o intensitate de circa 1 particulă/cm², avînd o energie cinetică de circa 10 GeV, adică 10^{10} eV/nucleon. Aceasta se și întîmplă în realitate, după cum o dovedesc multiple înregistrări experimentale executate pe parcursul multor ani.

8.5.3. Încetinirea mișcării de rotație a Pămîntului

Așa cum am arătat în § 7.3, dacă o *particulă materială de volum finit* este introdusă în cîmpul unui vîrtej, particula este antrenată automat într-o mișcare de rotație în jurul axei proprii (în funcție de condiții aceasta poate frîna sau accelera mișcarea inițială de autorotație a particulei), forțele dato-

rate vîrtejului fiind forțe de volum. Acest efect poate fi relativ ușor pus în evidență în mișcarea de rotație a planetelor și desigur el poate fi revelat cel mai precis pe Pămînt.

Constatăm direct, în zilele noastre, cu ajutorul ceasornicelor cu mers foarte uniform (de exemplu, ceasornicele cu cuarț), o creștere continuă și progresivă a duratei zilei terestre, de aproximativ 0,001 secunde în 100 de ani. Aceasta înseamnă că un orologiu reglat după perioada de rotație a Pămîntului în raport cu stelele fixe (asemenea orologii erau pînă de curînd folosite în mod exclusiv) va rămîne în urmă față de cel cu cuarț cu circa 18 secunde într-un secol. Același lucru poate fi constatat indirect și prin întîrzierea (în raport cu calculul) a eclipselor din trecut, consemnate în scrierile vremii și din deplasarea actuală a Lunii, care, în decursul celor 18 secunde suplimentare, se deplasează „suplimentar" pe cer (în raport cu datele teoriei mișcării Lunii) cu circa 10". Teoriile actuale ale gravitației nu pot explica în nici un fel acest fenomen insolit.

S-a crezut pînă de curînd că el ar fi provocat de maree. Se știe că nivelul apelor în oceane nu rămîne constant în cursul unei zile, ci variază regulat. Timp de vreo 6 ore, nivelul crește progresiv, pînă la maximum (mareea înaltă), iar în următoarele 6 ore el coboară pînă la o anumită valoare minimă (mareea joasă). Pentru locurile situate la aceeași latitudine, mareele se produc aproape simultan; pentru cele situate mai la est ele se produc mai devreme, iar pentru cele de la vest mai tîrziu. Astfel se deplasează pe oceane de la est la vest, adică *contrar sensului de rotație al Pămîntului*, o undă de maree. Această undă de maree atinge la ecuator viteza de 1600 km/h și face înconjurul globului în 24 h 50 min, ceea ce corespunde perioadei mișcării aparente a Lunii în jurul Pămîntului. De fapt mișcarea undei de maree este ceva mai complicată, întrucît ea este provocată și de Soare (efectul Soarelui este de circa 4 ori mai mic decît cel al Lunii din cauza distanței mult mai mari). Astfel cînd Soarele și Luna se găsesc pe aceeași dreaptă cu Pămîntul, adică în perioadele de lună nouă și lună plină, acțiunea lor combinată asupra apelor oceanului provoacă maree mai înalte. În timpul primului și ultimului pătrar, cînd Luna arată ca un semicerc, acțiunea sa este opusă ca direcție acțiunii Soarelui, iar mareele care rezultă sînt mai joase. Problema este și mai complicată de faptul că efectul mareelor nu se manifestă numai în deplasările periodice ale învelișului lichid al planetei noastre; există și o maree a corpului solid al Pămîntului, astfel că ridicarea și coborîrea observată a nivelului oceanelor va fi numai diferența dintre acțiunile celor două feluri de maree. A. Michelson a arătat, printr-o experiență simplă, că mareea lichidă reprezintă numai 70% din efectul total.

Forța de frecare a undei de maree pe fundul oceanelor, ca și frecarea internă datorită vîscozității apei și a materiei Pămîntului, frînează desigur rotația acestuia. Pînă de curînd aceste efecte de frînare erau considerate cauza exclusivă a încetinirii observate a rotației Pămîntului, conform calculelor lui Jeffreys și cunoscutei ipoteze, lansată de I. Kant.

Măsurători îngrijite, efectuate recent la scară planetară, au dus la concluzia că forțele de frecare amintite nu pot explica decît circa 1/3 din încetinirea observată a vitezei de rotație a Pămîntului [149]. În felul acesta, circa 11 ÷ 12 secunde din cele 18 secunde superflue rămîn în continuare de neexplicat și s-au lansat deja multe ipoteze în acest sens. P. Jordan a propus mai recent (1964) ipoteza scăderii constantei gravitaționale G în timp, fenomen care ar permite expansiunea Pămîntului, deci creșterea momentului său de inerție. Aceasta are, așa cum vom vedea, o legătură directă cu teoria noastră,

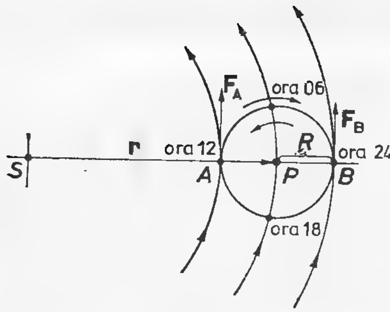


Fig. 64. Schiță pentru explicarea încetinirii vitezei de rotație a Pămîntului în jurul axei proprii.

dar vom prefera să obținem acum acest efect direct din considerarea vîrtejului solar, respectiv a componentei sale, $\mathbf{F}_\theta$.

Forța de *antrenare* $\mathbf{F}_\theta$, cu care vîrtejul solar acționează asupra Pămîntului va fi diferită la cele două extremități A și B ale sale (figura 64), deoarece aceasta scade invers proporțional cu cubul distanței. *Rezultă o forță netă* $\Delta F_\theta = F_{\theta B} - F_{\theta A}$, *care va da un cuplu de rotire al întregului Pămînt în jurul centrului său P.* Acest cuplu se opune — ca direcție — mișcării sale naturale de rotație (conform figurii), de unde rezultă o permanentă decelerare a acestei mișcări, determinată de forța ΔF_θ, respectiv, de componenta $\mathbf{F}$ a vîrtejului solar. Să evaluăm acest efect conform figurii.

Deoarece

$$F_\theta = k\theta_s \frac{1}{r^3}, \tag{8.144}$$

avem

$$\Delta F_\theta = k\theta_s \left[\frac{1}{(r+R)^3} - \frac{1}{(r-R)^3}\right], \tag{8.145}$$

care poate fi adusă la forma

$$\Delta F_\theta = -k\theta_s \frac{6R\left(\frac{R}{3r^2}+1\right)}{r^4\left(1-\frac{R^2}{r^2}\right)^3}. \tag{8.146}$$

Deoarece $R = 6{,}37 \cdot 10^8$ cm, $r = 1{,}5 \cdot 10^{13}$ cm și deci $R/r \sim 10^{-5}$, putem scrie în final

$$\Delta F_\theta = -k\theta_s \frac{6R}{r^4}. \tag{8.147}$$

Întrucît $k = m/\rho'$, și $\Delta F = m\Delta a$, decelerarea mișcării va fi

$$\Delta a = -\frac{6\theta_s R}{\rho' r^4} = -\frac{6 \times 7{,}32 \cdot 10^{32} \times 6{,}37 \cdot 10^8}{5{,}52 \times 5{,}1 \cdot 10^{52}} =$$
$$= -10^{-11}\ \text{cm/s}^2. \tag{8.148}$$

Această valoare a decelerării corespunde perfect cu valoarea decelerării admisă *prin ipoteză* de F. Jordan [115] și de R. H. Dicke [60].

Pierderea vitezei de rotaţie a Pămîntului în decursul unui an va fi

$$\Delta v = t\Delta a = 3{,}17 \cdot 10^{7} \times 10^{-11} = 3{,}17 \cdot 10^{-4} \text{ cm/s}, \qquad (8.149)$$

iar „pierderea de spaţiu“

$$\Delta S = \frac{t^{2}\Delta a}{2} \sim 5 \cdot 10^{3} \text{ cm}, \qquad (8.150)$$

sau, într-o sută de ani, circa $5 \cdot 10^{5}$ cm. Faţă de rotaţia cu viteză unghiulară constantă, această „pierdere“ de spaţiu apare ca o micşorare a vitezei unghiulare, o creştere a duratei zilei terestre şi în general vom constata o întîrziere totală a „ceasornicului astronomic“ faţă de cel cu mers uniform de

$$t = \frac{\Delta S}{v_p} = \frac{5 \cdot 10^{5}}{4{,}65 \cdot 10^{4}} \sim 11 \text{ secunde/secol}, \qquad (8.151)$$

unde $v_p = 4{,}65 \cdot 10^{4}$ cm/s reprezintă viteza de rotaţie (considerată constantă) a Pămîntului în jurul axei proprii. *Aceasta este tocmai diferenţa pe care teoriile actuale ale gravitaţiei nu o pot explica.*

Aşa regăsim, din nou, printr-un efect fizic direct observabil componenta $\mathbf{F}_{\theta}$ a cîmpului gravitovortex, conform teoriei noastre.

Dealtfel lucrurile nu sînt deloc simple şi valoarea decelerării, calculată mai sus, reprezintă numai un *efect mediu* pe o durată mare de timp, conform cu datele ştiinţifice uzuale. Viteza de rotaţie a Pămîntului suferă de la un moment la altul fluctuaţii accentuate, „întîmplătoare“, datorită unor procese care par a se desfăşura conform interpretărilor actuale, în interiorul globului terestru. Aceste fluctuaţii, de care ne vom mai ocupa în continuare, pot face ca în decursul unui singur an orologiul astronomic să fie în avans sau în întîrziere faţă de orologiul cu mers uniform cu circa 0,05—0,07 secunde. Nici aceste fluctuaţii nu pot fi explicate de teoriile actuale ale gravitaţiei; în § 12.3 noi vom oferi o explicaţie inedită şi acestor fenomene insolite.

9. PRINCIPIUL VARIAȚIONAL, GRAVITOVORTEXUL ȘI „CONSTANTA“ GRAVITAȚIEI UNIVERSALE

9.1. GENERALIZAREA TEORIEI RELATIVITĂȚII GENERALE: TEORIA SCALAR-TENSORIALĂ A GRAVITAȚIEI

Privind retrospectiv asupra discuției noastre de pînă acum, putem constata că am străbătut deja un drum foarte lung. Aceasta nu numai datorită faptului că am putut urmări în linii mari evoluția istorică a unor concepte și reprezentări privind fenomenul gravitațional de-a lungul a circa două mii de ani și a triumfurilor, incertitudinilor și eșecurilor legate de această evoluție, dar și pentru faptul că urmînd drumul propriu pe care această perspectivă ni l-a sugerat, noi am ajuns destul de departe de conceptele și reprezentările convenționale actuale.

Faptul că gravitovortexul nu este rupt de teoriile fundamentale ale gravitației, ci reprezintă o continuare a acestora, regăsind natural aceste teorii fundamentale în anumite cazuri particulare ale mișcării gravitaționale și faptul că el este sprijinit direct de o multitudine de fenomene și rezultate experimentale din afara sferei de cuprindere a acestor teorii, ne întăresc desigur convingerea că ne aflăm pe drumul cel bun, dar nu ne amăgesc nici pentru o clipă cu iluzia că rezultatele noastre vor fi acceptate prea ușor ca valabile. Perspectiva istorică, ca și modesta noastră experiență, nu lasă nici un dubiu în această privință.

În continuare, discuția noastră va avea un caracter din ce în ce mai puțin convențional. De aceea, încercăm să prezentăm rezultatele noastre nu numai în legătură directă cu datele experimentale și de observație, care constituie, ca să spunem așa, fundamentul obiectiv al gravitovortexului, dar și — acolo unde este posibil — în legătură cu concepte și reprezentări noi, „moderne“, dacă nu întotdeauna convenționale cel puțin „obișnuite“, pentru fizică în general și pentru teoria gravitației în special. Acesta constituie, sperăm, un fundament subiectiv al cercetării noastre, o motivație care, în primă instanță, găsește mai ușor drumul către bunăvoința și înțelegerea cititorului, decît logica rece a faptelor. El îl asigură, într-un fel, pe cititor că drumul pe care l-am abătut nu este un drum în pustiu, deoarece se întretaie adesea cu alte piste deschise de personalități științifice proeminente ale zilelor noastre.

Pentru că teoria gravitației nu a rămas, nu poate să rămînă, în condițiile extraordinarei dezvoltări a tehnicii moderne de investigație științifică, cu ajutorul căreia au fost obținute rezultate care au zdruncinat temeliile multora dintre reprezentările noastre fundamentale asupra naturii, științele despre Pămînt și univers, nu poate să rămînă deci strict în tiparele elaborate de Einstein acum mai bine de-o jumătate de secol. Aceasta este se pare o lege implacabilă a progresului în știință și Einstein a fost primul care a înțeles-o și a acceptat-o ca atare.

În încheierea lucrării sale, *Teoria Relativității* [77], Einstein scrie (1955):

„După părerea mea, teoria prezentată aici este cea mai simplă teorie relativistă care este posibilă din punct de vedere logic. Aceasta nu înseamnă că natura nu se poate supune unei teorii mai complexe a cîmpului.

Teorii de cîmp mai complicate au fost deseori propuse. Ele pot fi clasificate după următoarele trăsături caracteristice.

a. Mărirea numărului de dimensiuni ale continuumului. În acest caz trebuie explicat de ce continuumul este, aparent, redus la patru dimensiuni.

b. Introducerea cîmpurilor de diferite naturi (de exemplu, un cîmp vectorial) suprapuse cîmpului deplasărilor şi cîmpului corelat g_{ik}(sau g^{ik}).

c. Introducerea ecuaţiilor de cîmp de ordin superior (de derivare).

După părerea mea, astfel de sisteme complicate şi combinaţiile lor trebuie luate în considerare *numai dacă există motive fizico-empirice pentru a face aceasta*" (s.n.)".

Aşadar, Einstein nu este un dogmatic. Ca un veritabil om de ştiinţă, ca un adevărat creator, care a avut posibilitatea să cîntărească el însuşi greutatea reală a argumentelor pro şi contra ce i-au servit la edificarea propriei sale teorii, el nu mai poate nutri credinţa în „valabilitatea absolută" a teoriei sale, în eternitatea ei şi este dispus oricînd să admită alternative. Istoria arată — şi noi am revelat deja în mod concret şi în mai multe rînduri, acest aspect bizar al comportamentului uman — că o asemenea credinţă naivă este însă împărtăşită, uneori pînă la fanatism, numai de epigonii marilor creatori.

Dar, ca şi Newton, Einstein leagă asemenea alternative nu de construcţiile apriorice şi de speculaţiile matematice corespunzătoare, ci de necesităţi impuse de experienţă şi observaţie, adică, pînă la urmă, de noile rezultate pe care ştiinţa şi tehnica de investigaţie ştiinţifică, aflate în permanent progres, le obţin. De aceea, unicul criteriu ştiinţific de apreciere al oricărei noi tentative de perfecţionare a teoriei gravitaţiei şi, cu atît mai mult, a unei tentative de restructurare fundamentală a acestei teorii, nu poate fi decît *propria sa motivaţie fizico-empirică* şi, în nici un caz, aplicarea standard a şabloanelor preexistente.

Dealtfel, ca şi Newton, Einstein a fost primul care a „îndrăznit" să modifice propriile sale ecuaţii de cîmp, adăugînd acolo un factor corectiv, care, deşi nu rezultă din dezvoltarea intrinsecă a teoriei însăşi, a avut totuşi darul de a interpreta mai exact realitatea observabilă. Regretăm că nu putem expune aici, decît foarte pe scurt, instructiva istorie a acestei prime tentative de a corija teoria relativităţii generale, făcută de Einstein însuşi.

Cosmologia şi cosmogonia, aceste ramuri ale cunoaşterii, care se ocupă cu structura şi geneza cosmosului, au fost de la început şi sînt şi astăzi un vast domeniu pentru cercetări şi speculaţie. Ele încearcă să transpună la scara întregului univers legile naturii pe care le putem identifica pe Pămînt sau în împrejurimile sale şi să determine, pe această bază, comportarea globală a acestui univers, în timp şi în spaţiu. Se înţelege uşor că în acest domeniu teoriile gravitaţiei trebuie să joace un rol esenţial. Fără a nega în vreun fel meritul unui asemenea splendid efort de a forţa imposibilul, trebuie să subliniem totuşi în mod insistent caracterul său speculativ, determinat în special de lipsa unor date experimentale suficiente şi relevat de multitudinea şi diversitatea punctelor de vedere şi a teoriilor existente.

Folosind limbajul contemporan, am putea spune că pentru reprezentarea universului s-a folosit, pînă în prima parte a secolului al XX-lea, un „model cosmologic" *infinit, omogen şi invariabil în timp*, adică unul staţionar, rezultat dintr-o primă şi extraordinară extrapolare cosmologică a teoriei gravitaţiei, a

lui Newton. Au fost revelate încă de timpuriu trei paradoxuri proprii unui asemenea model: paradoxul Olbers (1826), paradoxul Clausius (1852) și paradoxul Seelinger (1895). Dacă sistemul ar fi infinit, argumentează, de exemplu Olbers, tot cerul ar trebui să emită o lumină strălucitoare, asemănătoare luminii solare, deoarece deși cantitatea de lumină care ajunge la noi de la o stea izolată scade cu pătratul distanței, numărul de stele în pături sferice de aceeași grosime, care se succed, crește în același raport, iar atunci cînd aceste pături ar crește la infinit, în timp ce densitatea stelară ar rămîne aproximativ constantă, ochiul ar vedea în toate părțile aceeași lumină puternică, care în realitate nu se observă. Este clar că acest raționament, ca și teoria gravitației a lui Newton, face complet abstracție de gazul și pulberea mediului interstelar, pe care-l constatăm efectiv și care este capabil să explice el însuși acest paradox (Max Born).

Nu este locul aici să discutăm pe larg aceste paradoxuri „cosmologice", care pot fi explicate coerent, calitativ și cantitativ, conform teoriei noastre. Vom spune numai că revelarea unor asemenea efecte, a dus la tentative de a se corija însăși legea atracției newtoniene. Seelinger observă, de exemplu, că dacă universul este infinit și umplut uniform cu materie, avînd densitatea ρ, ecuația lui Poisson (2.103) nu are nici o soluție cu sens fizic. În acest caz, potențialul devine

$$U = \frac{2\pi}{3} G\rho r^2, \tag{9.1}$$

care crește nelimitat atunci cînd r crește. De aceea, el propune următoarea modificare, pur matematică, a ecuației lui Poisson

$$\Delta U' - \lambda U' = 4\pi G\rho. \tag{9.2}$$

În acest caz, în afara sferei de masă $M = \frac{4\pi}{3} \rho r_0^3$, potențialul nu mai este cel newtonian, $U = -\frac{GM}{r}$, ci unul modificat

$$U' = -\frac{GM}{r} e^{-\sqrt{r\lambda}} = -\frac{GM}{r} e^{-r/R}, \tag{9.3}$$

unde

$$R = \frac{1}{\sqrt{\lambda}}. \tag{9.4}$$

În cazul unei valori suficient de mici a lui λ, adică în cazul unui R suficient de mare, diferența între potențialele U și U' poate fi făcută oricît de mică vrem, pentru orice valoare finită a lui r. Totodată, pentru un spațiu infinit, umplut uniform cu o substanță avînd densitatea ρ, ecuația (9.2) capătă soluția semnificativă

$$U' = -\frac{4\pi G\rho}{\lambda}. \tag{9.5}$$

În schimbul rezolvării unui paradox „la infinit", avem, cum s-ar spune, o nouă teorie a gravitației, prin introducerea *ad hoc* a unui factor corectiv; sîntem desigur foarte departe de maniera filozofiei experimentale în care Newton a dedus teoria sa. În orice caz, procedeul acesta matematic — *aprio-*

ric — de a corecta legile gravitației s-a generalizat, iar în prezent este utilizat pe scară largă, avînd drept rezultat elaborarea a zeci de „noi teorii" asupra gravitației, toate avînd grijă să regăsească exact teoria newtoniană la scara fenomenelor accesibile măsurătorilor directe.

Einstein a constatat destul de repede (1915) că și soluțiile ecuațiilor sale de cîmp prezintă contradicții asemănătoare celor newtoniene. Procedînd absolut analog cu Seelinger, el propune (1917) o modificare a propriilor sale ecuații de cîmp prin introducerea *ad hoc* a unui factor corectiv (factorul cosmologic Λ), care să mărească gradul de generalitate al acestor ecuații, astfel încît schimburile obținute să fie neglijabile la scara sistemului solar, dar să devină semnificative la „scara universului":

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu}R - \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^2} T_{\mu\nu}. \tag{9.6}$$

Iată, așadar, o primă „generalizare a relativității generale" făcută de Einstein însuși. Adăugarea termenului Λ este dealtfel singura generalizare a ecuațiilor relativiste de cîmp nelegată de introducerea unor derivate de ordin superior ale lui $g_{\mu\nu}$ în raport cu coordonatele x_i și care nu încalcă principiile generale ale teoriei, dar nici nu rezultă din acestea. Acest adaus matematic este perfect analog trecerii de la ecuația (2.103) la ecuația (9.2) prin adăugarea termenului — $\lambda U'$.

Dacă în ecuația (9.6) vom trece termenul — $\Lambda g_{\mu\nu}$ în membrul al doilea, acest termen va constitui un fel de adaus la tensorul $T_{\mu\nu}$ și poate fi interpretat ca o *sursă suplimentară a cîmpului gravitațional*. Cu alte cuvinte, acest cîmp este creat acum nu numai de materie (tensorul $T_{\chi\nu}$), ci și de „termenul de vid" $\Lambda g_{\mu\nu}$ prezent oriunde și oricînd (după cum se vede proprietățile gravitaționale ale spațiului vid relativist nu reprezintă numai un argument de principiu al criticilor teoriei relativității generale, ele sînt proprietăți reale și sînt utilizate ca atare pentru generalizarea teoriei însăși). „Constanta cosmologică" Λ poate avea o valoare arbitrară (pozitivă, negativă sau nulă); dacă ea este, de exemplu, pozitivă, acțiunea sa este echivalentă cu o respingere, care se opune atracției gravitaționale determinate de tensorul $T_{\mu\nu}$.

Arbitrariul în fixarea valorii Λ a permis imaginarea și studiul teoretic al unei mari varietăți de „modele de univers", ceea ce a condus la dezvoltarea fără precedent a cosmologiei. Acest moment al corectării ecuațiilor de cîmp relativiste marchează de fapt data de naștere a cosmologiei moderne, iar cercetarea cosmologică a lui Einstein este considerată de mulți a fi partea cea mai importantă a lucrărilor sale.

Termenul cosmologic Λ a avut însă o soartă oscilantă și foarte instructivă din punctul nostru de vedere. Weyl și Eddington l-au „dedus" ulterior din existența unei „lungimi cosmice universale" și au construit pe această bază o teorie încărcată cu foarte multă filosofie. Ulterior, s-a constatat că între modelele cosmologice limită ale lui Einstein și De Sitter există posibilitatea alegerii unui număr de alte modele, termenul Λ părea de prisos și Einstein însuși a recomandat ca el să fie omis. Dar s-a observat curînd că fără acest termen, „vîrsta universului" determinată conform teoriei, era mai mică decît vîrsta Pămîntului și a meteoriților, determinate prin măsurători radioactive, ceea ce era un rezultat absurd; termenul a fost imediat reintrodus în teorie. În sfîrșit, după 1952 s-a constatat că vîrsta universului (respectiv constanta lui Hubble) fusese subestimată, așa că, deocamdată, el ar putea fi din nou omis.

Din 1917 şi pînă astăzi cosmologia relativistă, stimulată de Einstein şi de Sitter, s-a dezvoltat permanent, prin lucrările lui Friedmann, Lemaître, Tolman, Robertson şi alţii. A fost elaborată o serie de noi modele posibile (nestaţionare) ale universului, conform diferitelor soluţii ale ecuaţiilor de cîmp şi s-a pus problema care dintre ele corespunde mai bine noilor date experimentale (adică în special legii expansiunii universului, a lui Hubble); pînă în prezent, cu toate că au obţinut rezultate interesante, cosmologii nu au reuşit încă să stabilească un model cosmologic perfect.

Aşa cum am demonstrat pe larg în § 4, între maniera clasică şi cea relativistă de a studia fenomenul gravitaţional ca fenomen obiectiv al naturii există o deplină echivalenţă şi aceasta a fost din nou şi pe deplin confirmată şi în cadrul cercetărilor cosmologice. Astfel, savanţii englezi R. Milne şi Mc. Crea au demonstrat (1934) că principala trăsătură distinctivă a acestor modele cosmologice relativiste (caracterul lor nestaţionar, adică, mai concret, expansiunea) *nu este deloc legată de particularităţile teoriei relativităţii generale*, ci are o explicaţie simplă, perfect inteligibilă în însuşi cadrul teoriei newtoniene. Modelul unui gaz care se dilată şi ale cărui molecule se atrag conform legii newtoniene este pe deplin suficient pentru a explica trăsăturile esenţiale, ale noilor date de observaţie. O teorie de acest gen ar fi putut fi aplicată universului încă acum 100 sau 150 de ani, dacă s-ar fi cunoscut la vremea aceea expansiunea universului, constatată empiric de Hubble abia în 1929.

Această epocală descoperire a lui Hubble a dat o lovitură mortală tuturor concepţiilor imobiliste în domeniul teoriei gravitaţiei şi toate teoriile au încercat să se adapteze acestei situaţii noi în măsura în care au putut şi cu mijloacele care le-au stat la îndemînă; multe „modele“ şi teorii au fost de atunci definitiv abandonate.

Este evident o pură speculaţie a vorbi despre dilatarea universului în ansamblu, deoarece noi nu cunoaştem experimental limitele (finite sau infinite) ale acestei entităţi; pe măsura perfecţionării aparatelor de observaţie, aceste limite par să fie împinse tot mai departe. Despre expansiunea universului observabil, adică a metagalaxiei, putem vorbi însă cu toată certitudinea dacă interpretăm „deplasarea spre roşu“ observată în spectrele galaxiilor ca efect Doppler, interpretare sugerată pregnant de legea lui Hubble şi acceptată unanim ca atare.

Care este cauza care provoacă această expansiune? Două soluţii par să răspundă acestei probleme: una (Lemaître), cea a unei explozii primordiale (Big Bang), în urma căreia materia ejectată dintr-un nucleu iniţial se împrăştie în spaţiu în virtutea inerţiei, cealaltă care presupune o scădere în timp a forţelor gravitaţionale, adică a cimentului care leagă materia existentă în univers. Prima, rezultată dintr-unul dintre modelele friedmaniene de univers (modelul „fierbinte“) şi-a găsit o dovadă experimentală în radiaţia termică remanentă, aflată la temperatura de 3 — 4 K, pe care radioastronomia anilor noştri o detectează pretutindeni în spaţiul cosmic; a doua este sprijinită de un mare număr de date de observaţie, date pe care le vom analiza pe larg în continuarea lucrării noastre.

Dar de ce scad forţele gravitaţionale? Răspunsul nu a putut fi dat încă (noi vom oferi un răspuns concret şi de detaliu acestei probleme): *scăderea în timp a forţelor gravitaţionale, respectiv scăderea în timp a constantei gravitaţionale G din ecuaţia de cîmp a lui Newton şi, respectiv, a constantei gravitaţionale relativiste*

$$\varkappa = \frac{8\pi}{c^2} G \qquad (9.7)$$

din ecuația de cîmp a lui Einstein (dacă presupunem că aceste ecuații clasice ale cîmpului gravitațional mai rămîn formal valide, reprezintă) un fait accompli al naturii, o constatare fizico-empirică revelată de cele mai noi rezultate furnizate de investigația științifică, pe Pămînt, în sistemul solar și în întregul univers observabil. Așadar, în pofida unor opinii conservatoare istoricește inevitabile, a sosit inevitabilul moment istoric în care vechea teorie a gravitației trebuie să fie din nou revizuită pentru a fi pusă de acord cu noile rezultate ale cercetării experimentale și de observație. În conformitate cu exigențele formulate de Einstein, pe care le-am citat la începutul acestui capitol, aceste rezultate au impus deja necesitatea revizuirii teorii relativității generale, ceea ce a condus la crearea unei noi teorii relativiste a gravitației, teoria scalar-tensorială Brans-Dicke (1961).

Variabilitatea „constantei" gravitaționale G, sugerată de o serie de date empirice, a fost „observată" încă de Eddington, dar cel care a formulat-o explicit și a argumentat-o ca atare a fost P.A.M. Dirac, în 1937 [65]. Motivația cosmologică a lui Dirac rezultă din considerarea așa-numitelor „coincidențe numerice", revelate de următoarele rapoarte matematice:

1) $A - \dfrac{\text{raza actuală a universului}}{\text{raza nucleului de hidrogen}} = \dfrac{R(t)}{10^{-13}} \sim 10^{40}$,

2) B — raza universului în lungimi de undă Compton,

$$R\,\frac{m_p c}{\hbar} \sim 10^{40}.$$

3) $C - \dfrac{\text{masa universului}}{\text{masa unitate a protonului}} = \sqrt{\dfrac{M}{m_p}} \sim 10^{40}$,

4) $D - \dfrac{\text{densitatea nucleară}}{\text{densitatea medie a universului}} \sim 10^{40}$.

5) $E - \dfrac{\text{constanta electromagnetică de cuplaj}}{\text{constanta gravitațională de cuplaj}} = \dfrac{\hbar c}{G m_p^2} \sim 10^{40}$,

ceea ce revine la a spune că raportul dintre atracția electrică între cele două particule ale atomului de hidrogen și atracția gravitațională dintre aceleași două particule, este $\sim 10^{40}$. Să completăm — pentru mai tîrziu — acest tablou al lui Dirac cu un alt raport caracteristic, revelat de gravitovortex (cap. 8),

6) $F - \dfrac{\text{constanta gravitovortex}}{\text{constanta gravitației universale}} = \dfrac{\theta_*}{G} = 10^{40}$.

Admițînd că universul are o vîrstă finită și argumentînd că celelalte constante din rapoartele 1 ÷ 5 ($\hbar$, c) sînt constante adevărate, Dirac demonstrează că *G este o mărime variabilă*. Nu vom insista prea mult asupra demonstrației „cosmologice" a lui Dirac, cu atît mai mult cu cît noi vom aduce, în continuarea lucrării noastre, nu numai un mare număr de dovezi fizico-empirice specifice în sprijinul constatării lui Dirac, dar vom analiza și explica în detaliu mecanismul fizic concret prin care o asemenea variație a „constantei" gravitaționale G devine posibilă. Ne vom mărgini să spunem că din egalitatea $E \sim B$, Dirac ajunge la concluzia că G a suferit de-a lungul timpului o variație

lentă, iar din egalitatea $B \sim D$, că variaţia lui G trebuie să fie *invers proporţională cu vîrsta universului*, dacă considerăm această vîrstă ca finită.

Concluzia lui Dirac pune direct şi într-un mod dramatic în chestiune problema aşa-numitei valabilităţi „absolute" a teoriilor clasice ale gravitaţiei, deoarece formalismul matematic al acestor teorii presupune explicit pe G ca fiind o *constantă absolută*. Dacă G este variabil în timp rezultă clar că aceste teorii nu reprezintă decît *instantance* în lungul film al evoluţiei universului, că rezultatele lor nu pot fi valabile decît pentru perioade relative de timp foarte scurte (în § 5.2 noi am analizat deja o atare deficienţă fundamentală). Dar dacă, de exemplu, rezultatele teoriei relativităţii generale nu sînt valabile pentru un interval de timp îndelungat, ele nu pot fi valabile nici pentru spaţii mari.

Consecinţele care rezultau pentru teoria gravitaţiei în general şi pentru relativitatea generală în special din revelarea acestui fapt fizico-empiric extraordinar erau într-adevăr dintre cele mai dramatice. Sosise timpul ca această teorie să fie corectată în mod drastic şi se punea problema dacă fundamentul şi formalismul său matematic vor rezista unei asemenea restructurări. Anticipînd vom spune că teoria a rezistat în linii mari acestei prime confruntări de amploare, dovedindu-şi astfel viabilitatea procedeelor specifice, dar că cercetările legate de o asemenea restructurare au revelat nu numai corecţii cantitative mai mult sau mai puţin importante, ci, mai ales, corecţii calitative majore, în ceea ce priveşte mişcarea sub efect gravitaţional.

Problema a fost atacată frontal de mai mulţi oameni de ştiinţă din Europa şi Statele Unite, printre care H. Thiry, P. Kaluza, W. Klein, Veblen, B. P. Jordan, Ehlers, Kundt, Demming, R. H. Dicke, C. Brans şi P. J. Peebles. Pentru rezolvarea acestei probleme au fost utilizate toate procedeele enumerate de Einstein în pasajul citat la începutul acestui capitol, dar calea care s-a dovedit cea mai fecundă şi care a putut fi parcursă pînă la capăt, este cea iniţiată de Jordan, continuată şi definitivată de grupul de la Princetown, condus de prof. R. H. Dicke.

Calea iniţiată de Jordan [115] constă în suprapunerea unui *cîmp gravitaţional suplimentar*, care să reflecte direct variaţia în raport cu timpul a constantei gravitaţionale G, peste cîmpul deplasărilor şi cel corelat g_{ik} ale relativităţii generale. Acest cîmp suplimentar poate fi scalar, vectorial, tensorial sau tensorial de ordin superior. Analizînd toate aceste posibilităţi R. H. Dicke constată [60] că din cauza *uniformităţii* şi *izotropiei* universului, cel mai potrivit pentru corectarea relativităţii generale pare a fi cîmpul scalar

$$G = \text{cîmp scalar variabil},$$

care reflectă direct condiţiile fizico-empirice constatate şi care trebuie suprapus cîmpului gravitaţional relativist.

De cine ar fi creat acest cîmp suplimentar? Evident de materie. Dar care materie? Restul materiei universului, la mică şi la mare distanţă de corpurile considerate direct în interacţiune gravitaţională, acea materie pe care teoria gravitaţiei o neglijează atunci cînd studiază interacţiunea dintre două corpuri, de exemplu, răspund R. H. Dicke şi C. H. Brans [28]; ei constată astfel că *introducerea în ecuaţiile relativiste de cîmp a contribuţiei cîmpului scalar variabil G, face ca aceste ecuaţii să devină perfect compatibile cu principiul lui Mach, remediindu-se prin aceasta una dintre lipsurile esenţiale ale teoriei relativităţii generale*.

Să analizăm pe scurt formalismul matematic al teoriei scalar-tensoriale Brans-Dicke, în termenii sintetici ai principiului variaţional din care acest

formalism a fost dedus. Noi am utilizat deja acest principiu fundamental al fizicii atunci cînd am dedus ecuațiile de mișcare ale relativității generale (§ 4.4.2), ca și cele ale gravitovortexului (§ 7.6). După cum arată Landau [123] putem obține atît ecuațiile de cîmp ale lui Einstein cît și ecuațiile sale ale mișcării, dacă vom scrie acest principiu astfel

$$\delta\int\left(R + G_0 L\right)\sqrt{-g}\,\mathrm{d}^4x = 0, \tag{9.8}$$

unde R este tensorul de curbură contractat, G_0 este constanta gravitațională și L densitatea lagrangeiană a materiei. Dacă rezolvăm această variație pentru componentele tensorului metric, vom obține ecuațiile de cîmp ale lui Einstein; dacă rezolvăm variația pentru coordonatele particulei (care apar în densitatea lagrangeiană a materiei), obținem ecuațiile relativiste ale mișcării materiei. După cum se vede, *toate* ecuațiile fizicii gravitaționale actuale rezultă sintetic din principiul variațional; aceasta ne obligă să analizăm mai în detaliu acest principiu și noi vom face această analiză în § 9.4.

Pentru a introduce explicit cîmpul scalar variabil în relativitatea generală, se adaugă pur și simplu la densitatea lagrangeiană a materiei, L, *o densitate lagrangeiană suplimentară*, L_λ, *corespunzătoare acestui cîmp scalar*, iar ecuația (9.8) devine

$$\delta\int[R + G_0\,(L + L_\lambda)\sqrt{-g}\,\mathrm{d}^4x = 0. \tag{9.9}$$

Cu condiția de a explicita funcția L_λ, avem o nouă formă a principiului variațional și deci, în consecință, o nouă teorie a gravitației. Din considerarea principiului lui Mach, Brans și Dicke deduc [28] următoarea expresie a mărimii L_λ

$$L_\lambda = -\,G_0^{-1}\left(\omega + \frac{3}{2}\right)\frac{\lambda_{,i}\lambda^{,i}}{\lambda^2}, \tag{9.10}$$

unde λ este cîmpul scalar variabil, ω este o constantă, care *ar putea fi privită ca o constantă de cuplaj a cîmpului, avînd practic valoarea* 1. Scalarul λ, care apare explicit în densitatea Lagrange, apare implicit și în materia langrangeiană, datorită inevitabilei dependențe a masei particulei de cîmpul scalar. Brans și Dicke fac *ipoteza* că o astfel de dependență este de forma

$$m = m_0\,\lambda^{-1/2}, \tag{9.11}$$

care, conform cu exigențele relativității speciale, trebuie să fie aceeași pentru orice fel de particulă cu masa de repaus m_0.

Cu acestea lucrurile sînt în ordine și avem în adevăr o nouă teorie a gravitației, care este capabilă să interpreteze mai exact realitatea observabilă, deoarece ea ține cont de un fapt fizico-empiric nou: variabilitatea în timp a lui G, revelată de experiență. Dacă în noua formă a principiului variațional (9.9) rezolvăm variația pentru componentele tensorului metric, obținem ecuațiile de cîmp ale noii teorii; după cum se poate ușor observa, acestea sînt de fapt ecuațiile de cîmp ale lui Einstein. Dacă rezolvăm variația pentru coordonatele particulei, obținem însă *noi* ecuații de mișcare, respectiv, ecuații de mișcare corectate, care *diferă de cele ale relativității generale.*

Rezultă deci că introducerea în teoria relativității generale a unui cîmp scalar-variabil care reflectă — în acord cu datele experimentale — variația

în timp a constantei gravitaţionale, este perfect compatibilă cu fundamentele şi cu formalismul matematic al acestei teorii, rezultatul final fiind o uşoară corecţie a ecuaţiilor de mişcare. De exemplu, avansul de periheliu al lui Mercur are acum o valoare de numai 39"/secol şi nu de 43"/secol ca în teoria lui Einstein. Dicke găseşte şi un argument strict specific în favoarea teoriei sale: reluînd vechea ipoteză a lui Newcomb, aplatizarea Soarelui, şi măsurînd efectiv cu ajutorul unei instalaţii sofisticate această aplatizare (aflată la limita de precizie a instrumentelor actuale de măsurare), el demonstrează că ea ar putea provoca efectiv diferenţa de 4"/secol faţă de valoarea „observată" (43"/secol).

Din acest punct de vedere, teoria scalar-tensorială apare ca o rivală a relativităţii generale „pure", ceea ce a dat naştere unor polemici ascuţite, după cum remarcă Dicke însuşi [63], polemici care nu au apărut atunci cînd acelaşi Dicke a confirmat cu cea mai mare precizie ($1/10^{12}$) ipoteza fundamentală $m_i = m_g$ a relativităţii generale, prin cunoscutul experiment. Oricum, situaţia creată confirmă odată în plus concluzia noastră, demonstrată pe larg în § 4.5, că avansul planetar de periheliu singur nu mai poate constitui un test cu posibilităţi de discriminare între diversele teorii ale gravitaţiei.

Mult mai interesant decît valoarea cantitativă a avansului de periheliu al lui Mercur ni se pare însă un *aspect calitativ general*, revelat atît de formalismul matematic al lui Jordan, cît şi cel al lui Brans-Dicke. Se înţelege că noua teorie, schiţată mai sus, se desfăşoară strict în cadrul axiomatic al relativităţii generale şi în mod special în cadrul geometriei definită de ecuaţiile de cîmp ale lui Einstein, care rămîn neschimbate. Dicke observă [60] totuşi că *în condiţiile unui G variabil în timp, o bară etalon de lungime se comportă straniu atunci cînd ea este mutată dintr-un loc într-altul determinate de această geometrie* (fig. 65 *a*)*: ea se contractă sau se dilată funcţie de valoarea locală a cîmpului scalar.*

Rezultă de aici următoarea concluzie importantă pentru discuţia noastră ulterioară: *dacă ecuaţiile de cîmp ale lui Einstein şi cadrul axiomatic (în speţă geometria) pe care ele îl presupun rămîn valide şi dacă G este într-adevăr variabil, atunci dimensiunile corpurilor în mişcare relativistă se dilată sau se contractă funcţie de valoarea cîmpului scalar.* Această concluzie revelată de formalismul matematic al teoriei scalar-tensoriale şi pe care o vom regăsi integral şi explicit în gravitovortex, este deosebit de stînjenitoare pentru autorii teoriei, cu atît mai mult cu cît ei nu au o reprezentare foarte concretă şi precisă asupra variaţiei lui G în timp şi spaţiu şi de aceea sînt fericiţi atunci cînd reuşesc să găsească o alternativă „rezonabilă" acestei stranii comportări a etaloanelor de lungime revelată de teoria lor.

Dar nu numai etaloanele de lungime se comportă atît de straniu în geometria lui Einstein, în condiţiile unui G variabil, ci şi etaloanele de timp. Dicke arată [60] că şi perioadele ceasornicelor se accelerează sau se încetinesc atunci cînd ele sînt mutate (oricît de lent) de la un punct la altul al spaţiului definit de geometria einsteiniană (fig. 65 a). Trebuie să subliniem



Fig. 65. Mişcarea cu expansiune-contracţie în teoria scalar-tensorială Brans-Dicke.

faptul că *aceste efecte ciudate nu reprezintă vechile efecte relativiste ale contracției lungimii și timpului datorate vitezelor mari de deplasare* (respectiv transformărilor Lorentz), ci sînt *efecte noi, independente de viteză*, datorate proprietăților intrinseci ale geometriei einsteiniene, pe care această geometrie le capătă în condițiile unui G variabil. Aceasta rezultă și din aceea că, după cum constată Jordan, Brans și Dicke, nu este vorba aici numai de simpla contracție: aceleași etaloane de lungime sau de timp care se contractă cînd sînt deplasate dintr-un punct într-altul, *se dilată* atunci cînd revin în poziția inițială.

Avem deci de-a face cu o mișcare cu *expansiune-contracție* în toată legea și această mișcare insolită, revelată de formalismul matematic al teoriei scalar-tensoriale, *nu reprezintă un efect relativist cunoscut*. Cititorul va înțelege ușor de ce, în condițiile unor asemenea consecințe matematice cu totul noi și, mai ales, cu totul de neexplicat, autorii teoriei au fost într-adevăr fericiți atunci cînd au putut să anihileze această comportare stranie a etaloanelor de lungime și de timp, cu ajutorul unor transformări matematice care permit restructurarea geometriei einsteiniene astfel încît aceste etaloane să se comporte „cum se cuvine".

În acord cu alte lucrări de specialitate (Milne, Walker, Mc Vittie), Dicke observă [61] că *legile fizicii, fiind legi obiective ale naturii, nu depind de geometria în care ele sînt reprezentate și deci nici de unitățile de măsură utilizate.* Cu alte cuvinte, ele trebuie să fie invariante în raport cu o transformare oarecare a unităților de măsură (§ 9.4). Redefinind geometria în care se desfășoară formalismul matematic al teoriei sale cu ajutorul unor transformări conforme de tipul

$$g_{\mu\nu} \to \lambda g_{\mu\nu}, \qquad g^{\mu\nu} \to \lambda^{-1} g^{\mu\nu}, \tag{9.12}$$

adică transformînd unitățile de măsură astfel încît lungimile să se comporte „cum se cuvine", respectiv să păstreze o aceeași valoare în orice punct al spațiului (fig. 65 b), Dicke ajunge la o nouă formă a principiului variațional

$$\delta \int \left[\Phi R + L - \frac{\omega \Phi_{,i}\, \Phi^{i,}}{\Phi} \right] \sqrt{-g}\, \mathrm{d}^4 x = 0, \tag{9.13}$$

unde Φ reprezintă direct cîmpul scalar, $\Phi \sim \lambda$ și are dimensiunile lui G^{-1}.

Dicke constată că *într-o asemenea geometrie redefinită prin transformarea unităților de măsură, ecuațiile de cîmp ale lui Einstein nu mai sînt valide*, adică apar ele însele modificate, după cum ne putem convinge efectuînd variația integrală (9.13) pentru noile componente ale tensorului metric. Se înțelege că nici ecuațiile de mișcare nu vor fi cele ale relativității generale, ele vor păstra forma rezultată din (9.9). „Constanta" gravitațională care apare în ecuațiile de cîmp și ale mișcării va fi, în aceste condiții, variabilă, dar toate celelalte constante ale fizicii, ca de exemplu viteza luminii c, constanta lui Plack $\hbar$ etc., vor rămîne constante. Prin această redefinire a unităților de măsură, Dicke anihilează numai strania contracție și expansiune a etaloanelor de lungime și de timp.

Să rezumăm concluziile care rezultă din dezvoltarea formalismului matematic al teoriei scalar-tensoriale, adică al acelei teorii relativiste care

ține cont de variația în timp a „constantei" gravitaționale *G*. În forma teoriei în care ecuațiile de cîmp ale lui Einstein sînt satisfăcute, lungimile, respectiv dimensiunile corpurilor, se dilată sau se contractă atunci cînd ele sînt mutate dintr-un loc într-altul; cu alte cuvinte, *în condițiile unui G variabil teoria relativității generale descrie implicit o asemenea comportare „stranie" a materiei și spațiului. În forma teoriei în care lungimile se comportă „cum se cuvine", ecuațiile de cîmp ale lui Einstein nu mai sînt valide, ele au nevoie de un factor corectiv, suplimentar.*

Dicke arată [60] că *între aceste două forme ale teoriei este o deplină echivalență fizică și că diferența dintre ele constă numai în redefinirea corespunzătoare a geometriei, adică pînă la urmă, a unităților de măsură.* În § 9.4 vom demonstra că posibilitatea unei astfel de redefiniri este oferită simplu de una dintre nedeterminările funcției Lagrange a mișcării.

Cîmpul scalar Brans-Dicke este un cîmp cu raza de acțiune infinită *(long range)*, asemănător cîmpului gravitațional și celui electromagnetic. Interacțiunile long-range sînt cauzate de cîmpuri care, în limbajul teoriei cuantice a cîmpurilor, sînt reprezentate de particule cu masă de repaus zero. Aceste cîmpuri pot fi bosonice sau fermionice după cum sînt asociate cu particule de spin 1 sau 1/2. Dicke descrie cîmpul său scalar ca fiind un cîmp bosonic asociat cu particule neutre de masă zero și spin integral.

Iată cîteva manifestări fizice concrete ale acestui cîmp variabil revelate de Dicke însuși [60].

1. Cîmpul scalar conduce, practic, adică în spațiul fizic, la *o forță de atracție suplimentară între corpuri* (alături, evident, de forța de atracție newtoniană).

2. Cîmpul scalar poate fi numai slab; practic tăria sa este de același ordin de mărime cu interacțiunea gravitațională.

3. Interacțiunea unui cîmp scalar cu o particulă materială nu se poate naște decît dacă masa particulei este funcție de acest scalar.

4. *Introducerea cîmpului scalar în teoria gravitației face ca această teorie să devină pe deplin compatibilă cu principiul lui Mach.*

Aceasta ar fi în linii foarte generale celebra teorie scalar-tensorială a gravitației, care încearcă să adapteze relativitatea generală la exigențele impuse de ipoteza lui Eddington și Dirac, ipoteză confirmată la scară mare de cele mai noi rezultate ale cercetării de specialitate obținute în ultimii ani. Cercetările întreprinse în această direcție de către unii dintre cei mai eminenți oameni de știință ai anilor noștri au dovedit nu numai posibilitățile relativității generale de a se adapta unor necesități moderne, dar au revelat în același timp valențe noi, cu totul necunoscute, ale teoriei gravitației și noi vom mai avea ocazia să vorbim pe larg despre aceste aspecte insolite, încă în cuprinsul acestui capitol. Pentru o mai exhaustivă documentare asupra teoriei scalar-tensoriale a gravitației, al cărui formalism matematic noi nu l-am putut prezenta decît foarte sintetic aici, recomandăm cititorului referințele bibliografice de bază: [28], [27], [60], [61], [62].

Constatarea unui *G* variabil rezultă într-adevăr din foarte multe date de observație și chiar din rezultatele unor experimente directe (§ 9.3); ea apare în prezent ca o alternativă majoră pentru multe domenii ale cunoașterii (pentru geofizică în special, dar și pentru alte domenii importante ale fizicii în care vechile reprezentări au dus la un adevărat impas. Restructurarea teoriei gravitației în lumina acestui fapt fizico-empiric cu implicații fundamentale apare astfel nu ca o opțiune platonică, ci ca o stringentă necesitate

de strictă actualitate. Teoria scalar-tensorială Brans-Dicke nu este altceva decît rezultatul exigențelor acestei necesități.

Din păcate teoria actuală a gravitației nu oferă nici cea mai mică posibilitate de a anticipa asemenea fapte fizico-empirice, posibilitate care ar proba în continuare viabilitatea acestei teorii, deoarece rolul unei teorii fundamentale a fizicii nu este numai acela „de a explica" faptele cunoscute, ci, mai ales, acela de a *anticipa* rezultate noi. Fără această funcție de anticipație, care să aibă efecte utile în activitatea științifică concretă și nu numai în domeniul speculației pure, orice teorie a fizicii și cu atît mai mult una fundamentală se transformă într-o colecție de scheme și dogme. Iar dacă faptele fizico-empirice noi impun de fiecare dată restructurări profunde ale teoriei însăși, aceasta înseamnă că se pune de fiecare dată în chestiune nu valabilitatea sa absolută, ci însăși valabilitatea cadrului său axiomatic general.

Faptul că concluzia G variabil nu rezultă ca o consecință naturală a unui astfel de cadru axiomatic general și că cîmpul G variabil admis ca un *fait accompli* al naturii trebuie suprapus *ad hoc* peste cîmpul gravitațional relativist, înseamnă în mod practic la ora actuală exploatarea în orb a unui rezultat revelat într-adevăr de observație și de experiență, dar nu în toată generalitatea sa și nici cu precizia necesară pentru a fi sintetizat concret și cu toată rigoarea, adică fără a se face noi ipoteze, într-o teorie de calibrul celei care privește fenomenul gravitațional. Această conjunctură nefavorabilă se repercutează negativ asupra teoriei scalar-tensoriale Brans-Dicke, ca și a altor tentative moderne similare.

Ce reprezintă de fapt această mărime G, de ce scade ea în permanență, este sau nu este această scădere funcție și de alți parametri, cît de mult, sau mai exact, cît de repede variază ea în timp? Iată numai cîteva dintre întrebările la care noile teorii nu pot răspunde decît prin noi ipoteze specifice. Măsurarea directă a unei asemenea scăderi a lui G apare acum ca un deziderat legitim, dar extraordinar de dificil, dacă ne gîndim la valoarea foarte mică a acestei mărimi ($G = 6{,}67 \cdot 10^{-8}$ C.G.S.); în prezent tehnica de vîrf a marilor laboratoare este solicitată din plin pentru realizarea unei asemenea performanțe, dar pare foarte problematic dacă ea va avea vreun efect semnificativ (§ 9.3).

Pentru aceste motive rezultatele pur cantitative ale teoriei scalar-tensoriale nu reprezintă punctul forte al acestei teorii. Cu adevărat interesante și semnificative sînt însă *valențele calitative noi* pe care le capătă teoria gravitației în condițiile unui G variabil, valențe pregnant revelate de formalismul matematic Brans-Dicke și în special *fenomenul nerelativist de contracție și dilatare a etaloanelor de lungime și de timp*. Numai prin generalizarea vechii teorii relativiste a gravitației s-au putut pune în evidență astfel de valențe noi, care, așa cum vom arăta în continuare, au un corespondent real în mișcarea gravitațională observată; departe de a fi un „atentat" la frumusețea și coerența ecuațiilor lui Einstein, teoria scalar-tensorială reprezintă, dimpotrivă, o dezvoltare creatoare a teoriei relativiste a gravitației.

Este interesant și semnificativ faptul că cele mai multe dintre rezultatele teoriei Brans-Dicke se regăsesc natural în gravitovortex: cîmpul „suplimentar" G variabil este efectiv o *consecință* intrinsecă și explicită a acestei teorii, așa cum vom demonstra în secțiunea care urmează. Prin aceasta vom dovedi, o dată în plus, că neavînd nevoie să fie generalizat în nici un fel pentru a fi pus de acord cu noile date fizico-empirice, gravitovortexul este într-adevăr o teorie mai generală a gravitației decît teoria relativității generale.

9.2. GRAVITOVORTEXUL ȘI TEORIILE MODERNE ALE GRAVITAȚIEI

Dacă considerăm ecuația cîmpului de forțe gravitovortex sub forma

$$F = F_N + F_v = G_0 \frac{Mm}{r^2}(1 + f), \tag{9.14}$$

unde

$$f = \frac{\theta_s}{G_0 M r \rho'} = \frac{\text{const}}{r\rho'} \tag{9.15}$$

și unde G_0 este o constantă adevărată, așa cum presupun teoriile clasice ale gravitației, observăm că putem scrie relația (9.14) astfel

$$F = G \frac{Mm}{r^2}, \tag{9.16}$$

unde

$$G = G_0 (1 + f) = G_0 + \Delta G. \tag{9.17}$$

Evident deosebirea dintre relațiile (9.14) și (9.16) este pur formală, ele exprimă exact *aceeași* lege a forțelor în gravitovortex.

Putem zice deci că *dacă legea forțelor în gravitovortex este dată de legea lui Newton* (9.16), *atunci constanta gravitației G_0 devine automat variabilă* (9.17) sau, ca să întrebuințăm o expresie ca cea folosită de Dicke, dacă ecuația de cîmp a lui Newton rămîne validă, G devine variabil. Pe de altă parte, *dacă considerăm pe G ca o constantă adevărată* (G_0) *atunci ecuația de cîmp a lui Newton,*

$$F = G_0 \frac{Mm}{r^2}, \tag{9.18}$$

nu mai este validă și cîmpul gravitațional de forțe va fi dat de ecuația (9.14). Aceste două formulări diferite sînt, după cum se vede, pe deplin echivalente.

Iată deci că avem în gravitovortex o situație absolut identică cu cea din teoria scalar-tensorială Brans-Dicke, fără să fim obligați a introduce din afara teoriei — sub presiunea faptelor fizico-empirice — *ipoteza G* variabil; aceasta rezultă ca o *concluzie naturală* din premisele teoriei însăși. În consecință, conform cu cele discutate anterior, gravitovortexul va trebui să ofere o explicație clară a semnificației fizice a acestei „misterioase" mărimi G, posibilitatea de a o calcula în orice moment precum și legea sa explicită de variație în timp și în spațiu.

Din (9.17) rezultă că *parametrul f reprezintă partea variabilă a „constantei" gravitaționale G*, astfel încît putem deduce ușor legea explicită de variație a acestei „constante",

$$f r \rho' = \frac{\theta_s}{G_0 M} = R_g = \text{const}; \tag{9.19}$$

în § 8.3 noi am analizat deja o relație similară, și anume

$$f\, r = r_g = \text{const}, \tag{9.20}$$

care reprezintă legea de variaţie a factorului corectiv al relativităţii generale în raport cu teoria newtoniană a gravitaţiei. Această analiză ne-a permis să facem o paralelă între gravitovortex şi relativitatea generală şi să constatăm sintetic, calitativ şi cantitativ, identitatea rezultatelor acestor două teorii în spaţiul fizic al mişcării gravitaţionale (spaţiul euclidian); pe această bază am putut generaliza raza gravitaţională relativistă r_g la nivelul razei gravitovortex R_g, care este egală cu raza reală a corpurilor.

Pentru a putea face analiza amintită mai sus a trebuit să presupunem, conform cu canoanele teoriei clasice, că densitatea ρ' a corpurilor în mişcare nu variază şi aceasta reprezintă o *ipoteză simplificatoare* în gravitovortex. Lăsînd să varieze şi parametrul ρ' aşa cum am procedat în relaţia (9.19) vom avea un grad maxim de generalitate al ecuaţiilor de mişcare, care se va reflecta într-o corespondenţă mai bună între datele de calcul şi cele de observaţie. Spre deosebire de relativitatea generală, gravitovortexul nu este legat de condiţia restrictivă a mişcării geodetice, adică de condiţia ca mişcarea corpurilor să fie independentă de „natura“ lor.

Dacă f reprezintă partea variabilă a „constantei“ gravitaţionale G, ea variază — conform cu ipoteza lui Dirac — invers proporţional cu timpul, mai exact, invers proporţional cu vîrsta universului. Această vîrstă, dedusă conform teoriei din constanta lui Hubble, este considerată în prezent a fi de $3{,}1 \cdot 10^{17}$ s [121]. Prin urmare, în gravitovortex vom avea, conform cu ipoteza lui Dirac, o variaţie temporală a lui G. Conform cu (9.19) această variaţie va depinde, de asemenea, de distanţa r şi de „natura“ corpului ρ' şi *aceasta deosebeşte gravitovortexul de teoriile moderne relativiste, care iau în consideraţie simpla scădere monotonă a lui G în raport cu timpul.*

Desigur ipoteza lui Dirac, exploatată ca atare în multe tentative moderne de a corija teoria gravitaţiei, reprezintă o argumentaţie suficientă pentru a motiva variaţia în raport cu timpul a lui G şi în teoria noastră. Cu riscul de a oferi o demonstraţie supraabundentă, vom arăta totuşi că în gravitovortex ne putem lipsi de considerarea formală a acestei celebre ipoteze: concluziile sale rezultă direct din dezvoltarea premiselor teoriei înseşi.

Să urmărim deci, conform gravitovortexului, simpla variaţie a lui f, „independent“ de variaţia sugerată de relaţia (9.19), în universul nostru cel mai precis cunoscut — sistemul solar — în raport cu mişcarea uneia dintre cele mai bine cunoscute dintre planetele sale — planeta Pămînt. Din relaţia (9.17) putem scrie

$$f = \frac{\Delta G}{G_0}. \tag{9.21}$$

La suprafaţa Soarelui avem, conform teoriei noastre, $f = 1$ şi noi am verificat această concluzie prin măsurarea deflecţiei razelor de lumină care trec în apropierea discului solar în timpul eclipselor: această deflecţie este de 1,74″, exact de două ori mai mare decît deflecţia de 0,87″, calculată conform teoriei newtoniene.

La nivelul orbitei actuale a Pămîntului noi am dedus din avansul de periheliu (8.121) sau din relaţia (9.17), valoarea $f \sim 6{,}3 \cdot 10^{-8}$. În perfect acord cu datele experimentale, vom recalibra în cele ce urmează (§ 9.3) valoarea constantei solare θ_s, astfel încît să avem exact valoarea $f = 6{,}67 \cdot 10^{-8}$, adică o valoare exact egală cu valoarea actuală constantei gravitaţionale G_0.

Aşadar, *în prezent* avem conform gravitovortexului valoarea $f = 1$ la suprafaţa Soarelui şi valoarea $f = 6{,}67 \cdot 10^{-8}$ la nivelul traiectoriei actuale a Pămîntului şi aceste valori pot fi determinate experimental foarte precis,

cel puţin prin două mijloace clasice arhicunoscute: măsurarea deflecţiei unei raze de lumină de către Soare şi măsurarea avansului de periheliu al Pămîntului. Prin urmare, dacă lansăm o navă spaţială în direcţia Soarelui, ea va trebui să înregistreze efectiv, conform gravitovortexului, o creştere a „constantei" gravitaţionale de la valoarea $G = 6{,}67 \cdot 10^{-8}$, măsurată pe Pămînt, la valoarea 1, măsurată pe Soare; *în cursa de revenire, aceeaşi navă va înregistra o scădere continuă a constantei gravitaţionale de la valoarea 1 la valoarea* $6{,}67 \cdot 10^{-8}$, viteza de variaţie fiind funcţie numai de timpul în care parcurge distanţele heliocentrice respective.

Mecanismul fizic concret prin care are loc o astfel de variaţie a lui G este simplu. Partea sa variabilă, parametrul f, reprezintă raportul celor două componente ale forţei gravitovortex $f = F_v/F_N$. La suprafaţa Soarelui avem $F_v = F_N$ şi deci $f = 1$, în timp ce în largul cîmpului interplanetar acest raport creşte sau scade (după cum ne apropiem sau ne îndepărtăm de Soare), deoarece F_v variază invers proporţional cu cubul distanţei, în timp ce F_N variază invers proporţional cu pătratul distanţei.

Tot gravitovortexul ne-a arătat că planetele sistemului solar nu se mişcă pe traiectorii eliptice închise, aşa cum presupune teoria gravitaţiei a lui Newton, ci pe curbe deschise, spirale, care numai pentru un timp scurt pot fi considerate cvasieliptice sau cvasicirculare. În consecinţă, aceste planete şi deci şi Pămîntul sînt constant accelerate şi se îndepărtează lent de Soare, lucru confirmat direct de micşorarea continuă a discului Soarelui văzut de pe Pămînt, de un mare număr de alte fapte fizico-empirice revelate de ştiinţele geofizice (petrografie, paleomagnetism, tectonica plăcilor, paleoclimatologie etc.) şi la urma urmei de însăşi ipoteza lui Dirac: într-adevăr, dacă G scade, Pămîntul trebuie să se îndepărteze de Soare, Luna de Pămînt ş.a.m.d.

Rezultă că valoarea $f = |G_0| = 6{,}67 \cdot 10^{-8}$, pe care Pămîntul a atins-o la nivelul traiectoriei sale actuale, nu reprezintă decît *o valoare locală şi momentană*, că îndepărtîndu-se în continuare de Soare, către orbitele actuale ale lui Marte, Jupiter sau Pluto, această valoare va scădea în continuare şi din aceleaşi motive (în acest sens mărimea G este o mărime pur cosmică). De asemenea, rezultă că în trecut Pămîntul fiind tot mai aproape de Soare, valoarea f la nivelele succesive ale trecutelor sale traiectorii a fost tot mai mare. Dacă, aşa cum presupun teoriile cosmogonice, Pămîntul a făcut iniţial parte din Soare (un protosoare, care, conform teoriei lui Hoyle, se întindea aproximativ pînă în apropierea orbitei actuale a lui Mercur), atunci valoarea f a fost la acel moment $f = 1$, dar din acel moment şi pînă în prezent au trecut cîteva bune miliarde de ani.

Observăm, aşadar, din mişcarea Pămîntului în jurul Soarelui conform gravitovortexului, că partea variabilă a „constantei" gravitaţionale, f, a variat în decursul întregului interval de timp care marchează evoluţia planetei Pămînt, între valorile 1 şi $6{,}67 \cdot 10^{-8}$. Rezultă de aici că variaţia f a „constantei" gravitaţionale este efectiv o funcţie de timp, mai exact, că — din punctul de vedere al mişcării planetelor — ea a scăzut cu trecerea timpului, fiind invers proporţională cu vîrsta acestui „univers" al planetelor sistemului nostru solar.

Să comparăm această variaţie gravitovortex cu variaţia „constantei" gravitaţionale f considerată în teoria scalar-tensorială Brans-Dicke, care presupune o scădere continuă cu o rată anuală dată de relaţia

$$f = \frac{\frac{\Delta G}{\Delta t}}{G_0} \sim 10^{-10}/\text{an}. \qquad (9.22)$$

Dacă „vîrsta universului“ este de $3{,}1 \cdot 10^{17}$ s şi dacă ţinem cont de faptul că un an terestru are circa $3{,}17 \cdot 10^{7}$ s, rezultă că această vîrstă exprimată în ani va fi

$$\frac{3{,}1 \cdot 10^{17}}{3{,}17 \cdot 10^{7}} \sim 10^{10} \text{ ani.} \tag{9.23}$$

Din compararea relaţiilor (9.22) şi (9.23) rezultă că la momentul $t = 0$, adică acum 10^{10} ani, avem şi în teoria Brans-Dicke aceeaşi valoare maximă $f = 1$ ca şi în gravitovortex. Trebuie să subliniem faptul că rata (9.22) a fost obţinută ca un fapt fizico-empiric din *interpretarea expansiunii observate a Pămîntului* [115].

Poate că cineva foarte perspicace ar putea să creadă că cele două „vîrste“, adică cele două intervale de timp considerate mai sus, sînt totuşi diferite. O asemenea presupunere nu este justificată, după cum încercăm să demonstrăm mai jos.

În spaţiul circumsolar noi am depistat (§ 8.5.2) existenţa a două entităţi fizice distincte, care diferă mult din punctul de vedere al mişcării: materia planetară (planete, sateliţi, meteoriţi, comete etc.) animată de viteze relative mici în comparaţie cu viteza luminii şi materia vîrtejului solar („radiaţia cosmică“), animată practic de viteza luminii; aceste mişcări sînt echivalente sub raport vortexinerţial, dacă între ele se operează transformările Lorentz. Materia vîrtejului solar se mişcă astfel încît avem întotdeauna $f = F_0/F_v = 1$ (§ 7.5), ceea ce pentru o particulă de masă m înseamnă o mişcare cu *acceleraţie relativă*, ω, constantă ($\omega = 1$). Să determinăm, în aceste condiţii o mişcare uniform accelerată, în cursul căreia acceleraţia să rămînă constantă în referenţialul propriu.

În referenţialul în care viteza particulei este $v = 0$, componentele cvadrivectorului acceleraţie sînt egale cu $\omega^2(0, \omega^2/c^2, 0, 0)$. Condiţia relativistă de invarianţă a acceleraţiei uniforme trebuie să rezide în constanţa unui cvadriscalar care coincide cu ω^2 în referenţialul propriu

$$\omega^i \omega_i = \text{const} = -\left(\frac{\omega}{c^2}\right)^2. \tag{9.24}$$

În referenţialul „imobil“, faţă de care raportăm mişcarea, găsim — dezvoltînd expresia $\omega^i\omega_i$ — ecuaţia

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \frac{v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \omega, \tag{9.25}$$

de unde, integrînd, obţinem

$$\frac{v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \omega t + \text{const.} \tag{9.26}$$

Dacă la momentul $t = 0$, avem $v = 0$ rezultă

$$\frac{v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \omega t, \tag{9.27}$$

de unde se vede uşor că pentru viteze $v \ll c$ avem cunoscuta lege a mişcării uniform accelerate din mecanica newtoniană.

Din mişcarea plasmei vîrtejului solar noi am dedus (§ 8.5.2) următoarele valori actuale

$$v \sim c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/s}, \tag{9.28}$$

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \sim 6{,}67 \cdot 10^{-8}. \tag{9.29}$$

Cu aceste valori *deduse empiric* şi ţinînd cont că $\omega = 1$, din (9.27) rezultă

$$t = \frac{3 \cdot 10^{10}}{6{,}67 \cdot 10^{-8}} = 4{,}45 \cdot 10^{17} \text{ s}; \tag{9.30}$$

acesta este timpul necesar pentru ca mişcarea materiei vîrtejului solar să ajungă la parametrii actuali observaţi.

Dar, după cum se ştie, „timpul propriu" al unei particule animată de o mişcare uniform accelerată este dat de integrala

$$t = \int_0^t \sqrt{1 - v^2/c^2}\, dt = \frac{c}{\omega} \operatorname{Arsh} \frac{\omega t}{c}, \tag{9.31}$$

adică în cazul nostru

$$t = 4{,}45 \cdot 10^{17} \ln 2 = 3{,}08 \cdot 10^{17} \text{ s}. \tag{9.32}$$

Obţinem astfel exact cunoscuta „vîrstă a universului" şi implicit constanta lui Hubble

$$H_0 = \frac{1}{t} = \frac{1}{3{,}08 \cdot 10^{17}} = 3{,}25 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1}. \tag{9.33}$$

Valoarea constantei H_0, dată iniţial de Hubble, a fost $1{,}88 \cdot 10^{-17}$ s^{-1}; dar această valoare a fost corectată, aşa cum am mai arătat, în ultimii 20 de ani şi este considerată în prezent a fi $H_0 = 3{,}2 \cdot 10^{-18}$ s^{-1}.

O astfel de „coincidenţă" perfectă între valorile celor două „vîrste" considerate mai sus nu trebuie să surprindă, expansiunea universului, determinată de legea lui Hubble şi respectiv de constanta H_0, este aceeaşi cu expansiunea sistemului solar, a orbitelor planetare şi a planetelor înseşi. *Acesta pare a fi unicul punct de vedere coerent asupra fenomenului de expansiune a universului*; el este revelat de gravitovortex şi confirmat de nenumărate date de observaţie.

Aşadar, ipoteza Dirac nu constituie pentru gravitovortex o ipoteză, ci o concluzie naturală a teoriei, motiv pentru care această teorie nu are nevoie să fie generalizată în nici un fel pentru a fi pusă de acord cu faptele fizico-empirice noi, care impun condiţia G variabil. Generalizarea deplină a sistemelor de referinţă inerţiale, obţinută în gravitovortex, a căror clasă a fost numai lărgită în relativitatea generală, explică desigur posibilităţile mai largi ale teoriei pe care o dezvoltăm aici.

Să recapitulăm. Din dispunerea actuală a orbitelor planetare şi din mişcarea gravitovortex a acestor planete pe orbitele lor, deducem o *variaţi[e] spaţială* a „constantei" gravitaţionale (în spaţiul circumsolar)

$$f = \frac{G - G_0}{G_0} = \frac{\Delta G}{G_0} = |G|, \tag{9.34}$$

care ne îndreptățește să scriem relația (9.19) sub forma

$$Gr\rho' = \text{const.} \quad (9.35)$$

Această ecuație va guverna, conform gravitovortexului, mișcarea actuală a oricărui corp în spațiul gravitațional al Soarelui, deci inclusiv mișcarea actuală a Pămîntului.

Dar analiza stadiilor *anterioare* ale mișcării acestei planete și în special a expansiunii sale (bazată în special pe reconstituiri geonomice) nu va putea fi făcută cu ajutorul acestei ecuații, deoarece va trebui să ținem seama și de variația temporală a lui G_0, ale cărei efecte sînt efectiv prezente în structura și dispunerea actuală a rocilor terestre, astfel încît variația totală a constantei gravitaționale va fi

$$\Delta G = fG_0 = |G|\,G_0. \quad (9.36)$$

În aceste condiții analiza pe foarte mari intervale de timp a mișcării planetare va trebui să țină seama de următoarea ecuație de mișcare

$$fG_0 r\rho' = |G|\,G_0 r\rho' = \text{const}, \quad (9.37)$$

echivalentă, conform cu cele de mai sus, cu ecuația

$$G^2 r\rho = \text{const}, \quad (9.38)$$

care reflectă simultan variația în timp și în spațiu a constantei gravitaționale. Cu ajutorul acestei ecuații vom putea calcula, în bun acord cu datele de observație, mișcarea planetei Pămînt de-a lungul întregii sale existențe.

O navă spațială lansată de pe Pămînt în direcția Soarelui nu are desigur nevoie de 10^{10} ani pentru a ajunge la suprafața astrului zilei, ea poate străbate această distanță în numai cîteva luni. Particulele vîntului solar străbat aceeași distanță în cîteva zile, iar o rază de lumină în numai cîteva minute. Intervalele de timp considerate mai sus sînt infime în raport cu cei 10^{10} ani care au fost necesari pentru ca „constanta“ G_0 la nivelul traiectoriei Pămîntului să scadă cu rata cunoscută (9.21) de la valoarea 1 la actuala valoare $6.67 \cdot 10^{-8}$, astfel încît variația *temporală* a lui G poate fi neglijată și legea pentru asemenea mișcări rapide va fi dată de relația (9.35).

Vedem apărînd aici, în mișcarea actuală a unei nave spațiale (sau a unei comete) în direcția Soarelui, una dintre ciudatele consecințe matematice ale ipotezei G variabil, revelată de teoria scalar-tensorială a gravitației, *contracția nerelativistă a timpului*: mișcarea acestei nave (sau comete) reface practic instantaneu întreg itinerarul străbătut de planeta Pămînt în miliarde de ani.

Se înțelege că o astfel de „contracție a timpului“ nu este decît un efect aparent, datorat scării cosmologice a timpului, impusă de constatarea empirică a scăderii lui G, scară la care eventual preferăm să raportăm mișcarea. În maniera nerelativistă de a trata mișcarea, spațiul și timpul reprezintă entități *distincte* și efectele lor specifice pot fi studiate separat, lucru care uneori permite o înțelegere mai concretă a acestor efecte. O astfel de înțelegere este mult ușurată de faptul că în gravitovortex, spre deosebire de teoriile relativiste care speculează ipoteza lui Dirac, cunoaștem precis mecanismul fizic care provoacă variația în timp și în spațiu a mărimii G.

Desigur cineva care nu a participat în nici un fel la discuția noastră anterioară și care ar analiza direct relația (9.35) ar avea motive să se scandalizeze: „Vreți să spuneți că dacă un corp de densitate ρ' ar străbate, de exemplu, jumătate din distanța Pămînt-Soare, „constanta“ sa gravita-

țională G ar crește de două ori față de valoarea $6{,}67 \cdot 10^{-8}$ considerată în prezent? Și că dacă această distanță ar scădea de 2, 3 sau de 1 000 ori, valoarea G ar crește de 2, 3 sau de 1000 de ori? Dar acest rezultat este de-a dreptul absurd, el contrazice flagrant atît teoria gravitației a lui Newton, cît și teoria relativității generale a lui Einstein, care sînt oricum bine verificate de observații multiple!"

Este adevărat că rezultatele noastre de mai sus contrazic flagrant, dar numai aparent și numai într-un anume sens (pe care-l vom preciza în continuare) teoria actuală a gravitației, dar ele nu sînt absurde, deoarece sînt confirmate de datele de observație. Așa cum am subliniat în repetate rînduri, gravitovortexul nu este o teorie convențională; el presupune un cadru conceptual general propriu și rezultatele sale nu pot fi înțelese coerent (adică vor părea absurde) dacă nu vor fi puse în legătură cu acest cadru propriu. Aceste rezultate au încadrat pînă în prezent pas cu pas rezultatele similare ale teoriei gravitației a lui Newton și ale relativității generale (am demonstrat pe larg aceasta); se vede că a venit timpul să ne despărțim de aceste teorii, să facem, după cum am promis, un pas înainte în raport cu ele și aceasta nu poate constitui în sine un act reprobabil. Important este ca un astfel de pas să conducă la o teorie care să fie în acord mai bun cu datele de observație și nu faptul că în acest fel se încalcă concepte și reprezentări mai vechi. Dealtfel, cum am mai putea vorbi despre valabilitatea teoriei clasice a gravitației în condițiile unui G variabil revelat de experiență? Rezultatele noastre ulterioare vor trebui comparate numai cu datele de observație și, cel mult, cu rezultatele teoriilor moderne ale gravitației, care țin cont de acest „motiv fizico-empiric" fundamental.

Un prim fapt experimental interesant, care atestă direct creșterea constantei gravitaționale în direcția Soarelui, conform cu relația (9.35) îl constituie periplul navei spațiale Mariner 10, pe care autorul rîndurilor de față l-a urmărit — în limita posibilităților — cu multă atenție. În figura 66 este prezentată, după J. A. Dünne [69], traiectoria acestei nave lansate în direcția Soarelui precum și momentele caracteristice în care au fost operate corecții de traiectorie (TCM), necesare menținerii navei pe traiectoria dinainte stabilită.

Traiectoria navei a fost evident programată folosindu-se teoria gravitației newtoniene cu $G = G_0 =$ const. În afara acestei dirijări prin programare inițială, există însă întotdeauna la bordul navei un sistem tehnic care permite mici corecții ale traiectoriei, necesare datorită imperfecțiunii lansării, modificărilor accidentale intervenite în timpul zborului și unor eventuale deficiențe ale programului inițial, respectiv ale teoriei gravitației însăși. Dacă zborul pînă la un anumit obiectiv s-a făcut de mai multe ori (de exemplu, spre Lună sau spre Venus și Marte), se cunoaște destul de bine valoarea corecțiilor necesare, care apar din ce în ce mai precis în programul inițial, dar dincolo de Venus, Mariner executa un zbor în premieră mondială.

Lansată la 3 noiembrie 1973 în direcția planetei Mercur, nava spațială a suferit, pînă la data primei „întîlniri" cu planeta (29 martie 1974), 3 corecții succesive „de rutină", adică prevăzute deja în programul inițial: prima (TCM 1, la 13.11.1973), pentru corectarea parametrilor inițiali ai orbitei imediat după lansare, a doua (TCM 2, la 21.01.1974), în vederea întîlnirii cu planeta Venus și, în sfîrșit, a treia (TCM 3, la 16.03.1974), în vederea primei întîlniri cu planeta Mercur. De regulă, legătura radio cu nava nu este permanentă, ci se reia la date stabilite conform programului, cu care ocazie

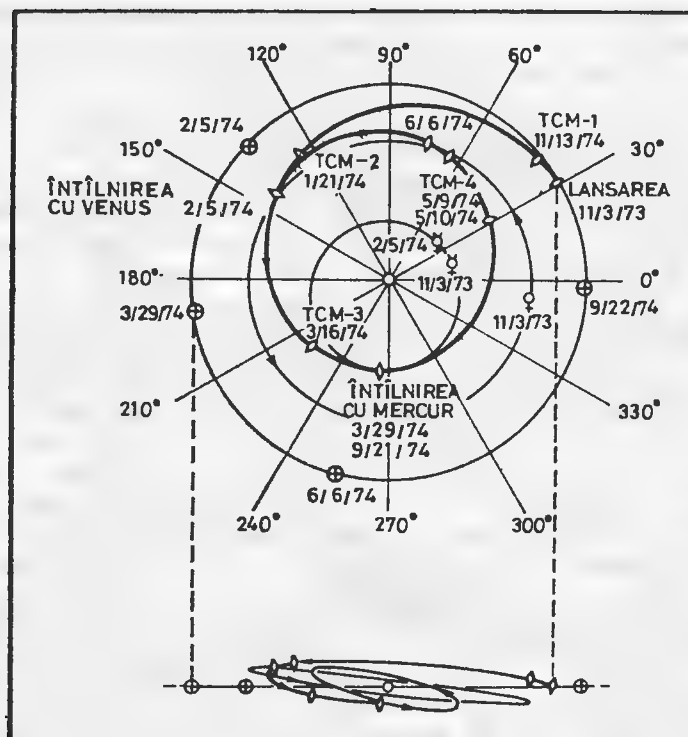


Fig. 66. Corecțiile traiectoriei navei spațiale Mariner 10, lansată în direcția planetei Mercur la 11.3.73.

se testează aparatajul de bord, se determină poziția reală a navei și se execută eventualele corecții.

Legătura stabilită pentru data de 16.03.1974 a dus la o constatare care a stîrnit o puternică emoție printre specialiști: *nava se accelerase — din cauze necunoscute — mult peste așteptări și ea ar fi sosit mult prea devreme la punctul de întîlnire cu Mercur*, trecînd la o distanță de 11 000 km de suprafața planetei în loc de 900 km, cît fusese prevăzut inițial. Se punea problema dacă mijloacele de bord ale navei vor mai putea să readucă viteza la valoarea necesară. În sfîrșit, comunicatul de presă NASA (Pasadena 18.03.1974) anunță că manevra de corecție a reușit: tonul acestui comunicat este dramatic și reflectă situația la momentul dat.

Considerînd poziția relativă a navei la data respectivă, această accelerare suplimentară a fost imediat atribuită, în lipsă de ceva mai bun, unei mase a lui Mercur cu mult mai mari decît se crezuse pînă atunci: aceasta conducea la o densitate enormă pentru această planetă ($\rho \sim 50$ g/cm^3), și asemenea estimări au apărut imediat în presă. Dar în raportul său final asupra primei misiuni a lui Mariner 10, N.A.S.A. nu mai suflă un cuvînt asupra cauzelor acestei accelerări suplimentare, extraordinare, oferă o estimare „ a lui Newcomb" ($1/(6\ 023\ 600 \pm 600)$) pentru masa lui Mercur, iar noi muritorii de rînd a trebuit să ne mulțumim cu iluzia uneia dintre numeroasele „defecțiuni tehnice" cu care N.A.S.A. ne obișnuise cîndva.

Cu ocazia celei de a patra corecții a traiectoriei (TCM 4), specialiștii N.A.S.A. au constatat că într-adevăr nava Mariner 10 deviase serios și

ireparabil de la traiectoria calculată şi numai printr-un efort extraordinar, constînd dintr-o serie de corecţii tehnice succesive ei au reuşit să o aducă la cea de a doua întîlnire cu Mercur, dar numai pînă la 45 000 de km de suprafaţa planetei. În raportul său final asupra celei de a doua misiuni a lui Mariner 10, N.A.S.A. recunoaşte în sfîrşit existenţa unor „serioase probleme mecanice" cărora a trebuit să le facă faţă.

Toate acestea dovedesc că proprietăţile reale ale spaţiului din imediata vecinătate a Soarelui nu sînt prea bine cunoscute în prezent. Fără a face acum estimări cantitative exacte, putem considera ca foarte probabil faptul că această accelerare suplimentară, cu totul neaşteptată, a navei spaţiale Mariner 10 este datorată unei creşteri importante a „constantei" gravitaţionale în direcţia Soarelui, aşa cum rezultă din teoria noastră, cu atît mai mult cu cît această accelerare se încadrează cantitativ în rezultatele noastre de calcul pentru cazul multor altor corpuri cereşti (comete) care s-au mişcat în aceeaşi zonă (§ 103). Prof. R. H. Dicke, care a făcut parte din consiliul de coordonare a misiunii Mariner 10, a găsit interpretarea noastră ca foarte interesantă [64]. Dealtfel, pentru a înţelege mai bine asemenea proprietăţi neconvenţionale ale spaţiului circumsolar va trebui să facem cîteva precizări suplimentare şi vom face aceasta chiar în capitolul de faţă.

Bine, va spune cititorul care nu a participat la discuţia noastră de pînă acum, să admitem că gravitovortexul este capabil să furnizeze corecţiile foarte mari care să explice mişcarea cu totul neaşteptată a navei Mariner 10 şi chiar mişcarea dizidentă a cometelor; dar dacă gravitovortexul reuşeşte această performanţă, el va intra automat în conflict cu mişcarea planetară foarte precis cunoscută, acum această mişcare planetară va deveni dizidentă în raport cu gravitovortexul! Mercur se găseşte, de exemplu la circa o treime din distanţa Pămînt-Soare, deci „constanta" gravitaţională (densitatea ρ' a lui Mercur este aproximativ egală cu cea a Pămîntului) va fi, conform cu (9.35), de 3 ori mai mare decît $6{,}67 \cdot 10^{-8}$ şi deci mişcarea planetei ar fi de circa $\sqrt{3} \sim 1{,}73$ ori mai rapidă decît cea pe care o observăm în realitate!

În contextul citat mai sus, nedumerirea interlocutorului nostru este legitimă şi pentru a demonstra aceasta îmi voi permite să citez un pasaj din scrisoarea citată anterior a lui R. H. Dicke [64]:

„Valoarea mare a corecţiilor orbitelor pe care dumneavoastră o obţineţi mă pune în încurcătură. În teoria scalar-tensorială pe care Brans şi cu mine am elaborat-o, constanta gravitaţională variază foarte puţin cu poziţia ... Dacă dumneavoastră obţineţi astfel de corecţii substanţiale necesare orbitelor cometare, mă gîndesc că orbitele planetare obţinute în cadrul aceleiaşi teorii ar fi incompatibile cu observaţiile".

Trebuie să menţionez faptul că R.H. Dicke nu a citit lucrarea noastră ci numai un rezumat al capitolului 10, care priveşte mişcarea cometară, astfel încît prezumtivul nostru interlocutor se găseşte faţă de această lucrare în aceeaşi poziţie ca şi acest savant de renume mondial.

Desigur nedumerirea exprimată de R.H. Dicke este absolut justificată, dar noi am dat deja răspunsul acestei întrebări încă în capitolul 8 unde am dovedit că mişcarea gravitovortex interpretează în bune condiţiuni mişcarea planetară observată. Discuţia pe care o facem acum în contextul unui G variabil este — aşa cum am arătat la începutul acestei secţiuni — absolut echivalentă cu discuţia noastră anterioară, care presupunea o forţă corectivă la legea gravitaţiei a lui Newton; dacă suprimăm (formal) această forţă corectivă şi admitem că legea lui Newton rămîne (formal) validă (9.16), G

devine automat variabil (9.17) şi rezultatele cantitative ale mişcării planetare calculate anterior nu se modifică în nici un fel.

Există însă şi o altă posibilitate care rezultă din ecuaţia (9.35) şi anume posibilitatea ca legea lui Newton să rămînă validă şi ca G să fie o constantă adevărată. „Dar aceasta înseamnă chiar teoria lui Newton", veţi spune. Desigur, teoria newtoniană a gravitaţiei nu reprezintă decît un caz particular, mai exact, un caz limită, al gravitovortexului şi poate fi regăsită oricînd în cadrul acestei teorii generale. Dar tocmai pentru faptul că putem analiza acest caz particular dintr-o perspectivă **mai** largă, avem posibilitatea de a determina exact toate implicaţiile sale, care nu se lasă descoperite atunci cînd le privim „din interior".

Căci iată gravitovortexul pune în lumină o caracteristică fundamentală, cu totul necunoscută, a teoriei newtoniene a gravitaţiei. Din (9.35) deducem simplu că dacă mişcarea se face astfel încît G să rămînă constant, adică dacă avem de-a face cu o mişcare newtoniană autentică, atunci trebuie ca

$$r\rho' = \text{const.} \tag{9.39}$$

Aceasta înseamnă practic că dacă avem o mişcare cu variaţia distanţei heliocentrice r (mişcare rectilinie, eliptică etc.) trebuie ca densitatea ρ' a corpului în mişcare să varieze ea însăşi şi anume invers proporţional cu variaţia razei r. Dacă masa corpului în mişcare rămîne constantă (ρ' = masa/volum = = const/volum), rezultă că *atunci cînd un corp se apropie de Soare dimensiunea sa (respectiv volumul său) trebuie să scadă, iar atunci cînd se îndepărtează dimensiunea trebuie să crească.*

Aceasta este ceea ce am numit o mişcare cu *expansiune-contracţie* şi legea forţelor a teoriei newtoniene ca şi legile de mişcare corespunzătoare presupun *implicit* ca mişcarea corpurilor să se facă numai în acest fel. Dacă densitatea unui corp şi respectiv dimensiunea sa rămîn constante, mişcarea acestui corp în spaţiul gravitaţional al Soarelui nu se supune legilor teoriei gravitaţiei a lui Newton. Dacă gravitovortexul este o teorie corectă şi dacă legile newtoniene ale mişcării sînt verificate în spaţiul circumsolar, atunci mişcarea reală a corpurilor trebuie să fie o mişcare cu expansiune-contracţie şi acesta este cazul real, după cum vom demonstra în § 9.5.4.

Cum de este posibil aşa ceva? Adică, cum de este posibil ca o proprietate fundamentală a teoriei actuale a gravitaţiei, ca o condiţie *sine qua non*, cum este mişcarea cu expansiune-contracţie, să nu fi fost sesizată în nici un fel în miile de lucrări şi de tratate dedicate acestei teorii? Răspunsul pare simplu: aceasta s-a întîmplat deoarece în teoria actuală a gravitaţiei nu se lucrează cu corpuri reale, ci cu o imagine suprasimplificată a acestor corpuri: punctul material fără dimensiuni.

Conform unei teoreme a lui Newton pe care am demonstrat-o în § 2.4, potenţialul gravitaţional creat de un corp material sferic şi omogen de rază R (de exemplu o planetă), este acelaşi ca şi cînd întreaga masă a corpului ar fi concentrată în centrul sferei, care devine astfel un punct material. Dacă dimensiunea reală a corpului ar creşte efectiv de la R la $R + \Delta R$ sau ar scădea efectiv de la R la $R - \Delta R$, potenţialul newtonian nu se modifică în nici un fel. Prin urmare, în teoria clasică fenomenul de expansiune-contracţie a corpurilor *nu poate fi sesizat;* pentru aceasta ar fi necesară o teorie care să poată ţine seama de dimensiunile reale ale corpului şi o astfel de teorie este numai gravitovortexul.

Dar dacă formalismul matematic al teoriei clasice nu sesizează mişcarea cu expansiune-contracţie, aceasta înseamnă că el nu exclude o astfel de mişcare,

că este compatibil cu ea. Numai datorită acestei irelevanțe a putut teoria actuală a gravitației să interpreteze în bune condiții mișcarea circumsolară a corpurilor cerești, *mișcare care este în general o mișcare cu expansiune-contracție.*

Ca și fenomenul contracției și dilatării nerelativiste a timpului, analizat mai sus, și acest fenomen insolit al contracției și dilatării nerelativiste a lungimilor etalon apare deopotrivă atît în gravitovortex cît și în teoria scalar tensorială Brans-Dicke. Există dealtfel o surprinzătoare similitudine între rezultatele celor două teorii. În ambele teorii ecuațiile de cîmp ale teoriei clasice a gravitației nu mai sînt valide dacă G este constant și au nevoie de un factor corectiv, care în spațiul fizic reprezintă *o forță gravitațională suplimentară de atracție;* dacă ecuațiile de cîmp rămîn valide, G devine variabil în ambele teorii, iar variația sa este identică în timp. Cele două ipostaze sînt absolut echivalente și satisfac în egală măsură exigențele principiului lui Mach în ambele teorii (pentru gravitovortex a se revedea § 7.5) ș.a.m.d.

Am putea spune că generalizînd relativitatea generală teoria scalar-tensorială regăsește rezultatele gravitovortexului sau că, invers, gravitovortexul confirmă în spațiul fizic real rezultatele revelate de formalismul matematic al teoriei scalar-tensoriale. Sperăm sincer ca prof. R. H. Dicke să fie mulțumit de aceste confirmări pe care le vom analiza pe larg în continuarea lucrării noastre.

Există desigur și deosebiri. De fapt există o singură mare deosebire, aceea că în timp ce în teoria scalar-tensorială cîmpul G variabil este introdus în relativitatea generală în acord cu datele fizice-empirice, dar din afara acestei teorii, în gravitovortex el reprezintă calitativ și cantitativ o consecință naturală a teoriei însăși. Aceasta face ca în gravitovortex să putem deduce explicit atît legea de variație a acestui „cîmp variabil", cît și, în mod concret, toate proprietățile sale caracteristice, pe care teoria lui R. H. Dicke încearcă să le definească speculînd, atît cît este posibil, un principiu atît de general ca principiul lui Mach. Pentru acest motiv Brans și Dicke se grăbesc să „anihileze" comportarea „stranie" a etaloanelor de lungime și de timp, revelată de formalismul matematic al teoriei lor (comportare care reflectă totuși un fenomen fizic real), intră în conflict cu relativitatea generală în ceea ce privește valoarea avansului de periheliu al lui Mercur etc. Oferind o imagine fizică mai concretă a fenomenului gravitațional deși mult deosebită de imaginea clasică, gravitovortexul este scutit de asemenea tribulații.

Tot din faptul că concluzia unui G variabil nu rezultă din dezvoltarea intrinsecă a premiselor relativității generale și că ea se sprijină pe o simplă ipoteză de natură cosmologică rezultă și neputința teoriei scalar-tensoriale de a localiza fizic cît de cît sursa acestui cîmp suplimentar și cu atît mai puțin de a oferi o explicație cauzală. De aceea cîmpul suplimentar Brans-Dicke datorat „materiei întregului univers" trebuie să fie un cîmp neorientat, adică un cîmp scalar, rezultat din invocarea unor proprietăți atît de generale ale universului observabil ca uniformitatea și izotropia acestuia.

De aceea, după părerea noastră ceea ce este cu adevărat important în teoria Brans-Dicke o reprezintă în special revelarea unor aspecte calitative noi ale teoriei gravitației în prezența unui G variabil, rezultate din formalismul matematic și metodele de studiu utilizate și nu atît valorile cantitative propriu-zise ale corecțiilor obținute. Tocmai aceste noi valențe ale teoriei gravitației sînt cele care oferă în prezent posibilitatea explicării unor rezultate mai vechi sau mai noi ale cunoașterii științifice, rezultate care nu pot fi interpretate conform vechilor reprezentări.

9.3. „CONSTANTA" GRAVITAŢIEI, O MĂRIME ESENŢIALMENTE COSMICĂ

Prin forţa lucrurilor discuţia noastră asupra virtuţilor gravitovortexului s-a polarizat în jurul acestei mărimi G, „constanta universală a gravitaţiei", care, aşa cum am văzut în secţiunea anterioară, ar putea îngloba într-un mod sintetic toate aceste virtuţi. Constanta gravitaţiei este o mărime uzuală asupra căreia se execută determinări continue şi foarte precise de mai bine de două secole, astfel încît s-ar părea că avem la dispoziţie un material experimental bogat din care putem trage concluzii destul de categorice.

Din păcate lucrurile nu stau aşa sau, mai bine zis, nu stau tocmai aşa şi aceasta din cauza unei interpretări preconcepute a mărimii G, interpretare care influenţează atît organizarea în sine a experimentelor de determinare, cît şi aprecierea rezultatelor experimentale obţinute astfel şi care îşi are sorgintea în vechea credinţă a valabilităţii absolute a teoriei gravitaţiei newtoniene. În acest sens este semnificativ faptul că constatarea unui G variabil care tulbură în prezent apele teoriei gravitaţiei, nu a rezultat din asemenea măsurători directe, ci din interpretarea altor date de observaţie.

Constanta gravitaţiei G este definită în prezent de legea newtoniană a atracţiei gravitaţionale dintre două mase M şi m

$$F = G_0 \frac{Mm}{r^2}, \qquad (9.40)$$

unde r este distanţa care separă centrele de greutate ale celor două mase. Mărimea sa este determinată în general cu ajutorul deviaţiei unei balanţe de torsiune în raport cu poziţia sa de echilibru, sub efectul acţiunii gravitaţionale a maselor M şi m (experimentul Cavendish) şi este considerată a avea valoarea $G_0 = 6{,}670\,(15) \cdot 10^{-8}$ C.G.S.

Conform cu teoriile clasice ale gravitaţiei, fizica actuală presupune *apriori* mărimea G_0 ca fiind o constantă absolută, adică independentă de timp, de spaţiu sau de natura substanţei maselor M şi m. Aceasta înseamnă că valoarea G_0 determinată în prezent pe Pămînt ar fi aceeaşi cu cea pe care am fi măsurat-o şi în urmă cu, să zicem, 10^{10} ani sau cu cea pe care am putea să o măsurăm în orice alt punct al universului, de exemplu, în galaxia M 31 (Andromeda) sau pe quasarul 3C-273. Desigur o asemenea presupunere a fizicii actuale reprezintă, prin amploarea şi consecinţele sale, una dintre cele mai îndrăzneţe ipoteze care au fost emise vreodată şi aceasta cu atît mai mult, cu cît nu se cunoaşte nici măcar semnificaţia fizică specifică a acestei constante fundamentale.

De aceea verificarea cît mai exactă a acestei ipoteze fundamentale a fizicii are o importanţă extraordinară atît din punct de vedere practic, cît şi din punct de vedere teoretic. Cunoaşterea precisă a constantei de gravitaţie este indispensabilă, de exemplu, pentru următoarele aplicaţii practice imediate:

— determinarea densităţii corpurilor cereşti;
— determinarea traiectoriilor obiectelor satelizate şi a navelor spaţiale în general;
— rezolvarea ecuaţiilor geofizice de stare ş.a.m.d.

Din punct de vedere teoretic această cunoaştere permite verificarea limitelor de valabilitate ale teoriilor clasice ale gravitaţiei şi, în consecinţă, a oricăror alte teorii asupra gravitaţiei (de exemplu, teoria scalar-tensorială Brans-Dicke, care prevede o variaţie anuală a acestei „constante" de circa

1/10[10] din valoarea sa). Se înţelege simplu astfel interesul unanim pentru măsurarea cît mai exactă a acestei mărimi G_0 cu ajutorul tehnicii actuale de vîrf şi încercările care se fac pretutindeni în această direcţie.

Există totuşi, după părerea noastră, o neînţelegere de principiu asupra interpretării rezultatelor obţinute din asemenea măsurători. Analizînd, de exemplu, probele petrografice, paleomagnetice, climatologice etc. din trecutul îndepărtat al Pămîntului, Jordan şi Dicke ajung la concluzia certă că această planetă şi-a mărit de-a lungul erelor geologice volumul. Ei spun: „Aceasta se datoreşte evident scăderii în timp a lui G. Planetele sînt substanţial comprimate de către propriile lor forţe gravitaţionale şi o descreştere treptată a constantei gravitaţionale (deci a forţelor gravitaţionale proprii) va provoca o descreştere treptată a presiunii în planetă datorată eliberării parţiale a compresiunii gravitaţionale şi, în consecinţă, aceasta îşi va mări volumul". Analizînd expansiunea observată a Pămîntului ei vor găsi că această descreştere medie în raport cu vîrsta planetei este $(\Delta G/\Delta t)/G = 10^{-10}$/an. Să presupunem că tehnica de vîrf utilizată în marile laboratoare ale lumii permite la un moment dat obţinerea următorului rezultat: $(\Delta G/\Delta t)/G \leqslant 10^{-20}$/an. Acest rezultat nu înseamnă că se confirmă în principiu variaţia lui G, ci numai faptul că dacă ea există nu poate fi mai mare de 10^{-20}/an.

Ce concluzie am putea trage din interpretarea acestor rezultate experimentale contradictorii? Că teoria expansiunii Pămîntului este greşită? Dar această expansiune poate fi dovedită prin multiple probe experimentale! Că G a scăzut cu rata 10^{-20}/an furnizată de măsurătorile directe? Dar cu această scădere infimă nu am mai putea explica expansiunea observată şi în plus un alt experiment ar putea să ridice oricînd precizia de determinare la, să zicem, $(\Delta G/\Delta t)/G = 10^{-30}$. Că de fapt nu există nici o variaţie a lui G? Dar această variaţie este dovedită de multe alte fenomene cosmice, pe care nu le putem infirma prin măsurători executate în acest colţişor de univers care este Pămîntul şi în plus nu am mai putea înţelege expansiunea observată a Pămîntului. Ipoteza lui P. A. M. Dirac este oricum mai generală şi deci mai conformă cu firea lucrurilor decît ipoteza $G = G_0 =$ const a fizicii actuale, ipoteză extrapolată în spaţiul şi timpul infinit.

Şi totuşi există posibilitatea de a tranşa paradoxul de mai sus şi această posibilitate este oferită, din nou, de gravitovortex. Dacă în loc de a introduce ad hoc în teoria gravitaţiei un cîmp $G =$ variabil ca Jordan, Brans şi Dicke, vom ţine cont de relaţia (9.35), rezultată natural din teoria noastră a gravitaţiei, vom înţelege simplu că variaţia lui G nu trebuie considerată independent de r şi de ρ'. Dacă prin îndepărtarea permanentă a Pămîntului de Soare (creşterea lui r) densitatea Pămîntului a scăzut (creşterea volumului, deci expansiunea), astfel încît să avem $r\rho' =$ const, vom avea automat $G = G_0 =$ $=$ const. În felul acesta, putem înţelege atît expansiunea observată a Pămîntului cît şi un eventual rezultat experimental $(\Delta G/\Delta t)/G = 0$. După cum am demonstrat în § 9.2, legea newtoniană a gravitaţiei este perfect compatibilă cu expansiunea observată a Pămîntului şi a universului în ansamblu (expansiunea Hubble), dar această compatibilitate nu poate fi înţeleasă coerent decît în cadrul gravitovortexului, care operează cu corpuri avînd dimensiunile lor reale.

Aceasta înseamnă că *expansiunea reală a Pămîntului poate masca parţial sau total variaţia mărimii G, deoarece conform gravitovortexului, este posibil să avem o mişcare cu expansiune-contracţie fără nici o variaţie a lui G*, lucru imposibil în teoria Brans-Dicke, care introduce o astfel de variaţie prin ipoteză. Mai mult, o astfel de mişcare nu ar încălca în nici un fel nici ecuaţiile de cîmp

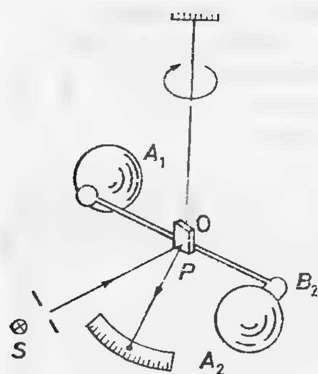
(§ 9.2) și nici ecuațiile de mișcare ale teoriei clasice a gravitației (§ 9.4). Singura condiție care ar trebui impusă mișcării ar fi aceea ca ea să satisfacă condiția $r\rho' =$ const, adică să fie independentă de „natura" corpului în mișcare; după cum ne amintim, aceasta este oricum o ipoteză de bază a teoriei clasice a gravitației, pe care o regăsim firesc și în aceste condiții nu tocmai clasice.

Mișcarea cu expansiune-contracție, revelată de gravitovortex, nu este numai o mișcare reală ci și generală, ea este comună tuturor corpurilor care populează sistemul nostru solar și poate fi observată cu „ochiul liber" în mișcarea cometelor: cînd o cometă se apropie de Soare ea se contractă puternic și cînd se îndepărtează de Soare ea se dilată. Contracția și expansiunea cometelor nu este un proces derizoriu, aflat cantitativ la limita de precizie a instrumentelor de măsură, el *este un proces la scară mare, diametrele cometelor observabile scad și cresc de zeci de ori înainte și după trecerea la periheliu.* Dacă această mișcare reală cu expansiune-contracție s-ar face astfel încît $r\rho' =$ const atunci ar trebui ca traiectoriile lor, calculate cu ajutorul teoriei clasice a gravitației să corespundă perfect cu cele reale, deoarece așa cum am demonstrat, această teorie este perfect compatibilă cu mișcarea de expansiune-contracție.

Observația arată însă că între traiectoriile calculate și cele reale ale mișcării cometare există diferențe notabile care evidențiază efectiv și explicit o variație ΔG a „constantei" gravitaționale și că *această variație diferă de la o cometă la alta*, adică mișcarea reală depinde explicit de „natura" fiecărei comete în parte (§ 10.1). Această constatare strict empirică, ca și altele asemenea (de exemplu mișcarea intragalactică a sistemelor Kapteyn-Lindblad), ne arată clar că *variația lui G depinde de natura substanței* și, în consecință, că ipoteza clasică a „căderii egale" a corpurilor reprezintă o evidentă aproximație a mișcării reale, pe care în măsura posibilităților trebuie să o corectăm.

Rezultă, așadar, din cele de mai sus, că evaluarea corectă a acestei *mărimi cosmice G* nu este o treabă simplă și că, în orice caz, ea nu trebuie privită simplist, cu atît mai mult cu cît, prin forța lucrurilor, noi sîntem obligați deocamdată să facem măsurători directe asupra lui G în condiții cosmice destul de nepotrivite. Într-adevăr, Pămîntul nu este decît un minuscul grăunte de materie care se rotește în jurul Soarelui pe o orbită aproape circulară care nu ne permite să măsurăm prea ușor o eventuală variație a lui G în spațiul circumsolar, conform cu relația (9.35). Ridicarea continuă a preciziei de determinare, proces continuu și din ce în ce mai rapid, în intervalul de aproape 200 de ani de cînd se fac asemenea experimente, ca și înțelegerea corectă a semnificației rezultatelor obținute astfel, înțelegere care a devenit posibilă în ultimii ani, reprezintă cheia rezolvării acestei dificile probleme abordată pentru prima dată de Cavendish în 1798, printr-un experiment celebru.

Cavendish a folosit un aparat alcătuit din două sfere de plumb identice ($M = 158$ kg), așezate pe un suport ce se poate roti într-un plan orizontal și din două sfere mici din platină avînd același diametru ($m = 0{,}729$ kg), fixate de capetele unei bare orizontale, care este suspendată de mijlocul său cu un fir elastic. Bilele mici, împreună cu sistemul de suspensie, formează echipajul mobil al aparatului. Pe firul de suspensie se așază o oglindă mică 0 (fig. 67) pe care se reflectă o rază de lumină provenită de la o sursă luminoasă. Raza este trimisă după reflecție pe o riglă gradată unde formează un spot luminos. Sistemul oglindă-riglă gradată permite să se măsoare unghiul de rotație al echipajului mobil. Experimentul constă în determinarea constantei de torsiune a firului de suspensie, cîntărirea maselor și măsurarea rotației



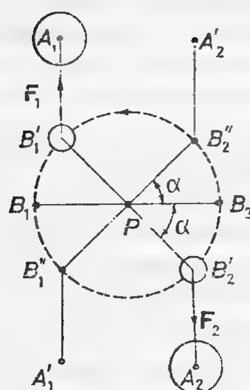


Fig. 67. Experimentul Cavendish.

barei de susținere a bilelor mici, produsă de atracția gravitațională a bilelor mari.

Se așază mai întîi bilele de plumb în poziția A_1, A_2 și se notează poziția spotului pe rigla gradată. Apoi se așază aceste bile în poziția A_1', A_2', simetrică în raport cu poziția de echilibru B_1, B_2, în absența atracției. Echipajul mobil se rotește cu unghiul 2α, iar în firul elastic ia naștere un cuplu de forțe, al cărui moment se opune răsucirii firului. Momentul acestui cuplu este proporțional cu unghiul pe care-l face tija de care sînt prinse bilele mici cu poziția de echilibru B_1, B_2. La echilibru, momentul forțelor elastice, $C\alpha$, este egal cu momentul forțelor de atracție

$$C\alpha = F \times B_1B_2 \cos \alpha \sim F \times B_1B_2. \tag{9.41}$$

Măsurînd unghiul α și cunoscînd momentul director C se determină F, apoi cunoscînd F, m, M și $r = B_1'A_1 = B_2'A_2$, din legea gravitației se deduce

$$G = \frac{Fr^2}{mM}. \tag{9.42}$$

Dificultatea acestui experiment, care măsoară direct forța de atracție gravitațională dintre două mase relativ mici, constă în faptul că forța este extrem de mică. El este făcut luîndu-se măsuri foarte îngrijite pentru a se elimina diferitele efecte parazite care ar putea influența rezultatele măsurătorilor (evacuarea aerului din aparatul de măsură, protecția electrică și magnetică etc.); numai laboratoarele de fizică bine utilate posedă un astfel de aparat simplu, dar extrem de sensibil.

În tabelul 14 sînt prezentate valorile experimentale ale „constantei" G, obținute de către diferiți experimentatori de la Cavendish și pînă în zilele noastre. Precizia reclamată de acești experimentatori nu include, în general, anumite estimări ale erorilor sistematice, ci este determinată de împrăștierea datelor măsurătorilor.

Acestea sînt datele experimentale, verificate cu grijă extremă, pe o perioadă de aproape 200 de ani. Ce arată ele?

Ele arată, în primul rînd, că valoarea „constantei" gravitaționale, $G_0 = 6{,}670(15) \cdot 10^{-8}$ C.G.S., care apare în manualele de specialitate, este o *pură convenție*, necesară pentru uniformizarea limbajului de calcul și nu reprezintă în nici un fel o dată experimentală certă; ar fi desigur cu totul

hazardat să considerăm această simplă convenţie (care implică consecinţe vaste) drept un *fait accompli* al naturii şi, pe această bază, să absolutizăm reprezentările noastre.

Tabelul 14

Autorul	Anul	Tipul balanţei de măsurare	$G^E(10^{-8})$ CGS	Eroarea medie pătratică
G. Cavendish	1798	torsiune	6,75	±0,025
L. Reich	1838	torsiune	6,64	0,03
F. Heyl	1843		6,63	0,035
A. Cornu	1873	torsiune	6,64	0,0085
F. Jolly	1878	verticală	6,47	0,055
J. Wilsing	1889	verticală	6,594	0,075
T. Boys	1889–1894	torsiune	6,6576	0,002
K. Braun	1887–1896	torsiune	6,655	0,002
G. Poynting	1878–1896	verticală	6,6984	—
R. Eötvös	1896	torsiune	6,657	0,001
Köning	1884–1897		6,685	0,011
F. Richartz	1898	verticală	6,683	0,011
P. Heyl	1930	torsiune	6,678	0,003
P. Heyl	1930	torsiune	6,664	0,002
P. Heyl	1930	torsiune	6,674	0,002
P. Heyl	1942	torsiune	6,6755	0,0008
P. Heyl	1942	torsiune	6,6685	0,0016
P. Heyl şi P. Chrzanovschi	1942	torsiune	6,673	0,0015
L. Facy	1969	torsiune	6,66598	—
R. Rose şi H. Parker	1969	torsiune	6,674	0,002
J. Renner	1970	torsiune	6,670	0,004
L. Facy	1971	torsiune	6,673	—
G. Pontikis	1971	torsiune	6,671	—

În al doilea rînd, putem observa că creşterii continue a preciziei de determinare a instrumentelor de măsură şi control nu i-a corespuns nici pe departe o stabilizare a valorii G măsurate. Dacă putem considera cu oarecare aproximaţie a doua zecimală a valorii experimentale G, comună pentru toţi experimentatorii şi pentru toată durata experimentărilor, *a treia zecimală este în mod cert variabilă de la un experiment la altul,* chiar dacă ne referim la determinările din ultimii ani. Aceasta înseamnă practic o variaţie minimă a rezultatelor măsurătorilor de laborator $\Delta G/G \sim 10^{-3}$, ce nu poate fi pusă pe seama preciziei actuale de măsurare, care reclamă în prezent certitudinea celei de a 5-a cifre semnificative (Pontikis). Dacă considerăm corecţia gravitovortex adusă mişcării planetelor $G_0\left(1+\frac{m}{M}\right)$ observăm că în cazul Pămîntului mecanica cerească presupune o variaţie de numai $\Delta G/G \sim 10^{-6}$, iar în cazul lui Jupiter $\Delta G/G \sim 10^{-3}$, adică o variaţie a „constantei" gravitaţionale practic egală cu cea pe care o putem constata şi în laborator. Pe Pămînt şi în cosmos faptele experimentale arată totuşi aceeaşi limită de valabilitate a teoriei gravitaţiei!

În al treilea rînd, experimentele prezentate în tabelul 14 arată că dacă materialele utilizate pentru cele două categorii de bile M şi m sînt diferite, se obţin valori diferite pentru G. Astfel, dacă Cavendish a utilizat combinaţia

Pb—Pt. Boys a utilizat Au—Pb, Braun alamă aurită-aramă și aramă aurită-fier umplut cu mercur etc. Pentru seria de experiențe executate în același an (1930) și cu același aparat, Heyl a utilizat în ordine combinațiile Au-oțel, Pt-oțel, sticlă-oțel. P. Heyl s-a ocupat ani în șir cu experimente de acest fel și rezultatele sale * ** au scos în evidență deosebiri notabile și semnificative între valorile G. determinate pentru diferite combinații de materiale. *Dacă o astfel de diferență $\Delta G/G$ există într-adevăr, ea va fi — după opinia tuturor cercetătorilor — funcție de „natura“ substanței.*

C. Pontikis [173] a executat recent o serie de determinări în laboratoarele Observatorului Național de Meteorologie din Franța, după o metodă originală, propusă de P. Langevin. Această metodă folosește fenomenul de rezonanță, care apare atunci cînd momentul forțelor gravitaționale (provocat de mase cunoscute) ce acționează asupra unei balanțe de torsiune, posedă un caracter oscilator (masele excitatoare se rotesc). Precizia reclamată de instalația utilizată de Pontikis se oprește, așa cum am mai spus, la a 5-a cifră semnificativă a valorilor determinate.

Valoarea medie globală a lui G. rezultată din întreaga serie de experiențe executate este

$$G = (6{,}67192 \pm 0{,}0006) \cdot 10^{-8} \text{ C.G.S.} \tag{9.43}$$

și ea nu prezintă la urma urmei un interes special, fiind numai una din valorile diferite deja existente pentru această mărime. Ea reprezintă însă *media* următoarelor valori furnizate de diferitele materiale utilizate în experiment

$$\begin{aligned} G_{cupru} &= 6{,}67198 \pm 0{,}0004 \cdot 10^{-8} \text{ CGS}, \\ G_{argint} &= 6{,}67197 \pm 0{,}0004 \cdot 10^{-8} \text{ CGS}, \\ G_{plumb} &= 6{,}67188 \pm 0{,}0005 \cdot 10^{-8} \text{ CGS}, \\ G_{bronz} &= 6{,}67185 \pm 0{,}0004 \cdot 10^{-8} \text{ CGS}. \end{aligned} \tag{9.44}$$

Deși varietatea materialelor întrebuințate este infimă și nu părea semnificativă în raport cu marea varietate a materialelor existente pe Pămînt, observăm totuși apariția unor ușoare diferențe între valorile diferitelor materiale, care, avînd în vedere precizia instalației, devin semnificative.

Dacă adîncim analiza noastră asupra rezultatelor obținute de Pontikis, adică dacă observăm că aceste din urmă date sînt, la rîndul lor, *media unor determinări executate într-un interval mare de timp*, diferențele semnalate devin cu mult mai mari. Aceasta se poate constata ușor din suita de rezultate obținute în perioada 15 mai — 30 septembrie 1971, care sînt prezentate în

* Heyl P.R., Journ. Res. N.B.S., 5, 1930.

** Heyl P.R., Chrzanovski P., Journ. Res. N.B.S., 29, 1942.

tabelele 15, 16 și 17. Trebuie să menționăm faptul că executarea unei singure determinări a valorii G cu ajutorul instalației Pontikis durează numai 10 minute și durata dintre două determinări succesive este de circa 45 minute, astfel încît valorile prezentate în aceste tabele sînt la rîndul lor media unor alte serii de determinări.

După cum rezultă deosebit de clar din aceste date obținute în condiții de maximă rigoare științifică, ca și din altele asemenea, valoarea fixă a constantei gravitaționale la care aspiră unii teoreticieni în ale gravitației și care ar confirma pe deplin una dintre ipotezele fundamentale ale teoriilor clasice ale gravitației măcar aici, pe Pămînt, este o pură himeră, întreținută după cum se vede de procedeul nivelator al medierii. Acest procedeu nu este impus

Tabelul 15

Valorile constantei gravitației ($10^{-8}G$) obținute între 15 și 30 mai 1971

Argint	Cupru	Bronz	Plumb
6,6709	6,6715	6,6709	6,6704
6,6708	6,6708	6,6705	6,6704
6,6714	6,6708	6,6705	6,6709
6,6712	6,6712	6,6705	6,6723
6,6716	6,6715	6,6709	6,6712
6,6723	6,6715	6,6719	6,6715
6,6723	6,6724	6,6719	6,6718
6,6721	6,6721	6,6721	6,6720
6,6717	6,6721	6,6718	6,6704
6,6719	6,6718	6,6712	6,6716

Media :

6,67162 ± 0,00051; 6,67157 ± 0,00051; 6,67122 ± 0,00061; 6,67126 ± 0,00066.

Media generală: $G = (6{,}6714 \pm 0{,}0006) \cdot 10^{-8}$ C.G.S.

Tabelul 16

Valorile constantei gravitației ($10^{-8}G$) obținute între 1 și 15 iulie 1971

Argint	Cupru	Bronz	Plumb
6,6719	6,6716	6,6713	6,6721
6,6725	6,6716	6,6718	6,6721
6,6716	6,6719	6,6724	6,6721
6,6713	6,6720	6,7724	6,6718
6,6719	6,6722	6,6711	6,6711
6,6717	6,6724	6,6719	6,6723
6,6724	6,6719	6,6719	6,6722
6,6722	6,6719	6,6721	6,6721
6,6716	6,6716	6,6721	6,6716
6,6717	6,6716	6,6717	6,6717

Media :

6,67188 ± 0,00036; 6,67191 ± 0,00026; 6,67187 ± 0,0004; 6,67191 ± 0,00034.

Media generală: $G = 6{,}67189 \pm 0{,}0003 \cdot 10^{-8}$ C.G.S.

Tabelul 17

Valorile constantei gravitației ($10^{8}G$) obținute între 15 și 30 septembrie 1971

Argint	Cupru	Bronz	Plumb
6,6728	6,6721	6,6728	6,6718
6,6720	6,6721	6,6721	6,6718
6,6719	6,6724	6,6721	6,6720
6,6724	6,6721	6,6722	6,6723
6,6726	6,6729	6,6724	6,6724
6,6727	6,6725	6,6728	6,6723
6,6728	6,6728	6,6728	6,6728
6,6722	6,6723	6,6721	6,6732
6,6726	6,6726	6,6727	6,6730
6,6721	6,6728	6,6727	6,6730

Media:

6,67241 ± 0,00032; 6,67246 ± 0,0003; 6,67247 ± 0.0003; 6,67246 ± 0,00048.

Media generală: $G = 6{,}67245 \pm 0{,}00002 \cdot 10^{-8}$ C.G.S.

de faptul că precizia de măsurare este insuficientă, această precizie depășind de sute de ori erorile de măsurare, ci este rezultatul unei rutine; mai exact, al lipsei unei teorii coerente a gravitației care să aibă o reprezentare clară asupra semnificației fizice a acestei mărimi cosmice G pe care o măsurăm practic *in orb.*

Ce ar putea să aducă semnificativ anul 2000 cînd precizia de determinare ar atinge că zicem cea de a 10-a sau cea de a 15-a zecimală a valorii lui G, atîta timp cît în condițiile unei precizii de 10^{-5} noi nu putem stabiliza în prezent cea de a 3-a zecimală a acestei valori, care se dovedește variabilă de la un material la altul și de la un moment la altul? Verificarea teoriei scalar-tensoriale Brans-Dicke, mai exact, a prezumției $(\Delta G/\Delta t)G = 10^{-10}$ an. nu se va putea obține — după părerea noastră — în nici un caz astfel, nici în prezent și nici în anul 2000.

Prezumția sus-menționată nu este un rezultat al teoriei scalar-tensoriale, ci o dată empirică rezultată din interpretarea expansiunii observate a Pămîntului în ipoteza unei deformări (expansiuni) elastice, adică continue, a sferei terestre. O astfel de expansiune pare însă puțin probabilă, datorită constituției fizice interne a Pămîntului (§ 12.1) și, după cum arată Jordan [115], este mult mai probabilă o *relaxare discontinuă*, prin tranziție de fază, care are un caracter exploziv mai mult sau mai puțin vizibil (vulcanismul global) impus de prezența unei cruste terestre puternic consolidată și a marilor blocuri continentale care se opun unei expansiuni continue. În aceste condiții, conform cu (9.35) parametrul G poate avea o importantă variație instantanee discontinuă, corespunzătoare expansiunii fizice reale a Pămîntului, iar valoarea $(\Delta G/\Delta t)/G$, dată de Dicke, reprezintă numai o valoare medie pe un timp îndelungat, adică o *variație seculară.*

Partea variabilă a lui G (parametrul f) depinde, așa cum am văzut, de mișcarea corpurilor cerești în jurul Soarelui, *ea are valori diferite la nivelul diverselor traiectorii planetare*, și în experimentele noastre noi măsurăm de fapt numai una dintre aceste valori, pe care o considerăm definitorie pentru întregul univers și pentru toate timpurile. Prin îndepărtarea planetei noastre

de Soare de-a lungul traiectoriei sale gravitovortex această valoare particulară nu rămîne nici măcar constantă, ea scade permanent cu trecerea timpului, lucru dovedit de expansiunea observată a Pămîntului. Pentru perioade mari de timp expansiunea medie și respectiv rata seculară a scăderii lui G pot fi considerate continue, dar pentru perioade scurte observația arată o expansiune discontinuă și aceasta trebuie să se manifeste direct asupra variației mărimii G.

Desigur noi nu putem măsura deocamdată în mod direct valoarea expansiunii instantanee a Pămîntului, dar indirect o putem constata ușor. Din relația $K = \omega R =$ const, unde K este momentul cinetic din mișcarea de rotație în jurul axei proprii, ω viteza unghiulară de rotație și R raza Pămîntului, se vede simplu că dacă R crește instantaneu ω trebuie să scadă instantaneu și invers. Asemenea fluctuații sînt efectiv înregistrate pe Pămînt cu ajutorul ceasornicelor moderne cu mers foarte uniform. Ele arată că viteza de rotație a Pămîntului în jurul axei proprii suferă efectiv, de la un moment la altul, fluctuații aparent întîmplătoare, care sînt datorate unor procese ce se desfășoară în interiorul globului terestru și care sînt legate tocmai de procesul de expansiune specific Pămîntului, determinat de actuala sa constituție fizică internă, de „natura“ sa. Studiile de specialitate au demonstrat cu certitudine că structura internă a planetelor sistemului solar, „natura“ lor, diferă mult de la o planetă la alta.

Toate aceste fenomene, care concură la variația mărimii G și pe care în ultimii ani le putem înțelege și le putem corela într-o viziune de ansamblu, pot să explice împrăștierea rezultatelor experimentelor Cavendish și să permită interpretarea lor coerentă. Merită oricum să încetăm a mai privi simplist acest parametru ca pe un simplu coeficient de proporționalitate, furnizat de interacțiunea dintre două bucăți de materie M și m, conform relației (9.40); el este o mărime esențialmente cosmică și, din această perspectivă, va trebui să organizăm experiențele noastre de măsurare și, mai ales, să interpretăm rezultatele acestor experiențe.

Simpla creștere a preciziei instalațiilor de măsurare nu poate aduce prea multe lucruri concludente, așa cum rezultă deosebit de clar din datele prezentate în tabelul 14; va trebui să corelăm experimentele noastre cu situația cosmică la un moment dat a planetei noastre și cu reacțiile acestei planete în raport cu situația dată. Va trebui în mod concret să ținem cont de perioada în care executăm asemenea experimente, de activitatea solară la momentul dat, de activitatea geotectonică, geomagnetică și geofizică în general, „activități“ care, toate, influențează direct mișcarea Pămîntului și expansiunea sa, iar în subsidiar valoarea mărimii G (conform cu (9.35)). În condițiile actuale asemenea *corelări globale* sînt nu numai perfect posibile, dar și absolut necesare, deoarece clasica mediere a rezultatelor măsurătorilor lui G nu numai că nu poate conduce la o valoare coerentă a acestei „constante“, dar împiedică direct revelarea unor fenomene a căror exploatare s-ar putea dovedi fructuoasă pentru cunoașterea științifică în general.

Iată unul dintre exemplele posibile, adică unul dintre fenomenele care ar putea fi măsurate chiar de medierea rezultatelor parțiale ale lui G. Pontikis, respectiv de valoarea „finală“ a rezultatelor sale (9.43). Pămîntul nu se mișcă, după cum se știe, pe o orbită perfect circulară, ci pe o elipsă avînd excentricitatea $e = 0{,}01674$ și semiaxa mare (considerată ca unitatea astronomică de distanță) $a = 1{,}4968 \cdot 10^{13}$ cm. Distanța heliocentrică minimă este atinsă de Pămînt în luna decembrie, la periheliu, și este $r_{\min} = a\,(1 - e) = 1{,}4717 \cdot 10^{13}$ cm, iar distanța heliocentrică maximă în luna iunie, la afeliu, este $r_{\max} = a\,(1 + e) = 1{,}522 \cdot 10^{13}$ cm. Prin urmare, cu toată traiectoria sa

cvasicirculară *Pămîntul se mişcă totuşi în spaţiul circumsolar cu o variaţi sezonieră a distanţei heliocentrice de circa 5 milioane km*, variaţie care întrece cu mult rata anuală a creşterii seculare a distanţei heliocentrice ca urmare a îndepărtării seculare de Soare. În consecinţă, conform gravitovortexului, Pămîntul va trebui să sufere nu numai o expansiune seculară, ci şi o *mişcare sezonieră de expansiune-contracţie*, aşa cum se observă la toate cometele care se mişcă pe traiectorii eliptice în spaţiul circumsolar şi această mişcare pulsatorie se va suprapune peste mişcarea seculară de expansiune.

Rezultă, aşadar, că este posibilă, conform cu (9.35), în paralel cu mişcarea de expansiune-contracţie şi datorită acestei mişcări o *variaţie sezonieră a lui G*, care trebuie să crească atunci cînd Pămîntul se apropie de Soare (din iunie şi pînă în decembrie) şi să scadă în perioada cînd el se îndepărtează de Soare (ianuarie-iunie). Desigur această variaţie depinde cantitativ de maniera fizică concretă în care expansiunea-contracţia are loc efectiv; ea poate fi calculată exact dacă această mişcare este cunoscută exact, dar calitativ ea poate fi pusă în evidenţă de măsurătorile directe ale lui G, aşa cum rezultă din tabelul 18 extras din rezultatele obţinute de G. Pontikis în diverse perioade ale anului 1971 cînd a executat experimentele sale.

Tabelul 18

Variaţia sezonieră a constantei gravitaţionale $G \cdot 10^{-8}$ rezultată din măsurătorile lui G. Pontikis

Perioada de măsurare (1971)	Argint	Cupru	Bronz	Plumb	Valoare medie
15—30 mai	6,67162 ±0,00051	6,67157 ±0,00051	6,67122 ±0,00061	6,67126 ±0,00066	6,6714 ±0,0006
1—15 iulie	6,67188 ±0,00036	6,67191 ±0,00026	6,67187 ±0,0004	6,67191 ±0,00034	6,67189 ±0,0003
15—30 sept.	6,67241 ±0,00032	6,67246 ±0,0003	6,67247 ±0,0003	6,67246 ±0,00048	6,67245 ±0,00002

Din acest tabel rezultă deosebit de clar o „alunecare" constantă şi progresivă a valorii medii G de la $6{,}6714 \pm 0{,}006 \cdot 10^{-8}$ C.G.S. la sfîrşitul lunii mai, la $6{,}67189 \pm 0{,}003 \cdot 10^{-8}$ C.G.S. la mijlocul lunii iulie şi, în sfîrşit, la $6{,}67245 \pm 0{,}0002 \cdot 10^{-8}$ C.G.S. la sfîrşitul lunii septembrie, alunecare care corespunde variaţiei sezoniere a lui G, semnalată mai sus. De remarcat faptul că această variaţie sezonieră a lui G este şi ea dependentă de „natura" substanţei, adică este diferită pentru Ag, Cu, Bronz sau Pb, ceea ce confirmă odată în plus afirmaţia unanimă că dacă există într-adevăr o variaţie $\Delta G/G$ ea va fi funcţie de natura substanţei.

Din păcate, G. Pontikis a executat seria sa de experienţe într-un interval de timp foarte scurt şi nu putem deduce din rezultatele sale *periodicitatea* variaţiei lui G. În schimb, P. Heyl a făcut asemenea măsurători pe o perioadă lungă de aproximativ 12 ani. Analizînd statistic rezultatele obţinute astfel, L. M. Stephenson [204] demonstrează clar că *ele revelează efectiv o variaţie sezonieră a lui G*, valoarea finală oferită de P. Heyl, $G = 6{,}672 \pm 0{,}0015 \cdot 10^{-8}$ C.G.S., fiind numai o medie, mai mult sau mai puţin semnificativă a rezultatelor parţiale. Dacă ne vom aminti că N. Stoyko a decelat, de asemenea, încă din 1937, o *variaţie sezonieră a vitezei de rotaţie a Pămîntului în jurul axei*

sale şi că există variaţii asemănătoare ale „activităţii" geofizice (geotectonice, geomagnetice etc.) despre care vom vorbi pe larg în continuarea lucrării noastre, vom înţelege probabil mai bine afirmaţia că parametrul G reprezintă efectiv o mărime cosmică şi că pentru evaluarea sa corectă avem nevoie nu numai de o aparatură din ce în ce mai precisă, dar şi de o înţelegere mai exactă a semnificaţiei sale reale. Gravitovortexul se dovedeşte o teorie potrivită pentru a oferi, calitativ şi cantitativ, cadrul necesar unei astfel de înţelegeri.

Va trebui totuşi să facem o recalibrare a unei constante fundamentale a a gravitovortexului, recalibrare impusă de măsurarea directă şi foarte exactă a parametrului G pe Pămînt. Din avansul planetar de periheliu noi am dedus că valoarea acestei mărimi variabile (f) este la nivelul traiectoriei Pămîntului $f = 6{,}3 \cdot 10^{-8}$ (§ 8.3), de unde se vede că avansul de periheliu furnizat de teorie este cu puţin mai mic decît trebuie. Dacă, conform măsurătorilor foarte precise, facem $f = 6{,}67 \cdot 10^{-8}$ atunci din relaţia $f = \theta_s/G_0Mr\rho'$ rezultă o valoare recalibrată pentru constanta solară θ_s şi anume $\theta_s = 7{,}32 \cdot 10^{32}$ C.G.S în locul vechii valori $\theta_s = 6{,}35 \cdot 10^{32}$ C.G.S., dedusă anterior (§ 8.3). Evident conform cu (8.34) aceasta impune o modificare a avansului secular de periheliu al Pămîntului de la valoarea „relativistă" $\delta\theta = 3{,}8''$/secol la valoarea $\delta\theta = 4{,}3''$/secol. Este o asemenea recalibrare conformă cu datele de observaţie?

Tabelul 19

Planeta	Avansul de periheliu	
	calculat	observat
Mercur	43″	43,11″ ± 0,45″
Venus	8,62″	8,4″ ± 4,8″
Terra	3,83″	5″ ± 1,2″
Marte	1,35″	2,5″ ± 0,5″

În tabelul 19 sînt prezentate valorile avansurilor de periheliu furnizate de relativitatea generală şi valorile „observate", aşa cum sînt ele considerate în prezent cu limitele posibile ale erorilor de observare. Deşi valorile „observate" din tabel au fost astfel aranjate încît ele să corespundă în cea mai mare măsură posibilă cu datele de calcul, se vede clar că *această corespondenţă se înrăutăţeşte continuu spre partea inferioară a tabelului*. În orice caz, noua valoare a avansului în cazul Pămîntului corespunde mai bine datelor de observaţie: recalibrarea valorilor f şi θ_s este deci în acord cu datele de observaţie. O îmbunătăţire a acordului calcul-observaţie se obţine şi în cazul planetelor Venus şi Marte.

În cazul lui Mercur apare o „dificultate": valoarea „observată" a avansului de periheliu de 43″/secol, conformă cu relativitatea generală şi cu datele lui Newcomb, devine — cu noua valoare recalibrată θ_s — circa 45″/secol, pentru densitatea deja considerată a planetei, $\rho = 5{,}44$ g/cm^3. Se vede că prezenţa unui G variabil afectează invariabil în special această valoare a periheliului lui Mercur, fie că este vorba de teoria scalar-tensorială Brans-Dicke, fie de gravitovortex. Noi nu vom putea oferi cititorului justificarea unei astfel de încălcări a fatidicei valori de 43″/secol, prin rezultatele unui sofisticat experiment specific ca cel executat de R.H. Dicke [180] şi nici nu credem că o asemenea justificare ar fi necesară, deoarece recalibrarea constantei θ_s este impusă de necesitatea evidentă ca mărimea cosmică G la nivelul traiectoriei circumsolare a Pămîntului să fie absolut egală cu cea pe care o măsurăm efec-

tiv pe Pămînt printr-un experiment Cavendish. Măsurarea acestei mărimi G pe Pămînt este oricum cu mult mai precisă, decît determinarea avansului de periheliu al lui Mercur.

Dealtfel, în determinarea acestui avans „observat" există o incertitudine cîndva celebră şi pe care cu siguranţă mulţi dintre cititorii noştri nu o mai cunosc. După cum se ştie, o asemenea valoare „observată" reprezintă diferenţa dintre avansul total observat în raport cu perioada newtoniană şi avansul provocat de perturbaţiile introduse de celelalte planete ale sistemului solar. Această perturbaţie totală, conform metodei de calcul şi sistemului de mase planetare utilizat de Le Verrier este de 526,83" şi ea devine 530,63" dacă se adoptă sistemul de mase planetare utilizat de Newcomb. Conform metodei de calcul a lui Newcomb această valoare este însă 533,83".

Utilizînd o metodă de calcul complet diferită de cele două amintite, E. Doolittle [66] obţine, *cu sistemul de mase al lui Newcomb*, valoarea 530,45". Pare astfel că perturbarea longitudinii periheliului lui Mercur de către celelalte planete, calculată de Le Verrier, Newcomb şi Doolittle, face să apară *o incertitudine de 3,37"*, care a devenit celebră. S-a stabilit [44] că aceasta se datoreşte neglijării de către Newcomb a celui de-al doilea termen al ecuaţiei în $d\omega/dt$ a lui Lagrange, (3.26), şi anume a termenului

$$\frac{\operatorname{tg} i/2}{na^3\sqrt{1-e^2}}\,\frac{\partial R}{\partial i}\,. \tag{9.45}$$

Cu această corecţie perturbaţia totală produsă de celelalte planete devine, şi în cazul calculelor lui Newcomb, 530,46". Cum avansul total observat realmente este de 575,05" după acelaşi Newcomb, *rezultă o diferenţă finală de 45"/secol, exact atît cît ar fi necesar conform cu recalibrarea noastră anterioară*. Multe tratate de specialitate [172] consideră efectiv ca valoarea observată a avansului lui Mercur valoarea de 45"/secol.

Trebuie spus însă că W. Grossman [100, 101] a introdus o corecţie pozitivă suplimentară (corecţie la originea timpului lui Le Verrier) de 2,37", care practic anulează diferenţa amintită şi face avansul „observat" de Newcomb „perfect" egal cu cel prezis de relativitatea generală. În 1947 G. M. Clemence a stabilit, ţinînd cont de ambele corecţii amintite mai sus, valoarea de 42,6" ± ± 0,9"/secol pentru avansul periheliului lui Mercur, dar după cum rezultă din corespondenţa sa cu R. H. Dicke [28] faptul că incertitudinile în ceea ce priveşte sistemul de mase planetare persistă încă (a se revedea tabelul 5) trebuie să ne pună serios în gardă împotriva absolutizării acestei valori, concluzie pe care noi am subliniat-o adesea.

Dealtfel, avansul lui Mercur ar putea fi exact cel prezis de relativitatea generală sau de gravitovortex chiar în condiţiile recalibrării constantei θ_g, dar în aceste condiţii valoarea densităţii acestei planete, $\rho' = 5{,}44$ g/cm^3, furnizată de NASA cu ocazia periplului lui Mariner 10, este greşită; ea ar trebui să fie mai mare: în jur de 6 g/cm^3. Peripeţiile călătoriei acestei nave spre Mercur, pe care le-am descris în § 9.2, lasă loc liber şi pentru o asemenea interpretare „liniştitoare". Gravitovortexul nu este o teorie apriorică, axiomatică, ea este dedusă în modul cel mai direct „din fenomene" şi în consecinţă formalismul său matematic permite oricînd să ţinem seama de valoarea reală, măsurată, a parametrilor mişcării.

Vom putea deci scrie, pentru cazul mişcării circumsolare a Pămîntului,

$$f = |G_0|, \tag{9.46}$$

în acord cu datele de observaţie disponibile; pentru celelalte planete ale sistemului nostru solar valoarea corecţiei f_i este dată în tabelul 20, conform relaţiei

$$f_i = \frac{\theta_s}{G_0 M r \rho'} = \frac{7{,}32 \cdot 10^{32}}{6{,}67 \cdot 10^{-8} \times 2 \cdot 10^{33}} \frac{1}{r_i \rho_i'} = \frac{5{,}49 \cdot 10^6}{r_i \rho_i'}, \tag{9.47}$$

unde r_i reprezintă distanţa heliocentrică şi ρ_i' densitatea planetei i sau, conform relaţiei,

$$f_i = f_p \frac{r_p}{r_i} \frac{\rho_p}{\rho_i} = \frac{f_p}{\eta_i} \frac{\rho_p}{\rho_i} = \frac{6{,}67 \cdot 10^{-8}}{\eta_i} \frac{\rho_p}{\rho_i}, \tag{9.48}$$

unde indicele p arată mărimile caracteristice Pămîntului şi $\eta_i = r_i/r_p (r_p = 1$ ua $= 1{,}496 \cdot 10^{13}$ cm).

Cu ajutorul corecţiei f din tabelul 20 putem calcula valoarea „constantei" gravitaţionale G_i la nivelul oricărei planete astfel

$$G_i = G_0 + f_i G_0. \tag{9.49 a}$$

Utilizînd această valoare în locul constantei G_0 precum şi legea gravitaţiei, a lui Newton, mişcarea calculată a planetelor va corespunde mai bine mişcării observate, între altele în sensul că cel puţin avansurile de periheliu vor dispărea. Aceasta nu reprezintă decît formularea concretă a concluziei rezultate din interpretarea forţelor gravitovortex în termenii unui G variabil şi ea a fost explicit revelată şi de formalismul matematic al teoriei scalar-tensoriale: *dacă legea clasică a gravitaţiei rămîne validă, atunci G devine variabil de la un loc la altul* (respectiv de la o traiectorie la alta).

Reversul medaliei îl constituie, după cum ştim, concluzia analizată anterior şi care este, de asemenea, explicit revelată şi de teoria Brans-Dicke: *dacă G este o constantă adevărată (G_0) atunci legea clasică a gravitaţiei nu mai este validă şi trebuie să-i adăugăm forţele corective (gravitovortex)* aşa cum am procedat în capitolele 7 şi 8 ale lucrării de faţă ... Cele două moduri de a privi ecuaţia cîmpului gravitaţional sînt — după cum demonstrează şi formalismul matematic al teoriei scalar-tensoriale — *absolut echivalente*; cititorul nostru s-a convins probabil foarte clar de această deplină echivalenţă, care rezultă simplu din *interpretarea formală* diferită a relaţiei (9.14).

Mişcarea funcţie de „natura" substanţei poate fi pusă în evidenţă nu numai în cazul cometelor, ci şi în cazul mişcării planetelor. Din relaţia generală

$$\theta_s = \frac{\delta\theta_i}{\pi} \rho_i' C_i^2, \tag{9.49 b}$$

scrisă pentru o planetă oarecare i, unde $\delta\theta_i$ este avansul de periheliu pe revoluţie şi C_i este constanta ariilor, deducem

$$\frac{C_i^2}{C_p^2} \frac{\delta\theta_i}{\delta\theta_p} = \frac{C_i^2}{C_p^2} \frac{f_i}{f_p} = \frac{\rho_p'}{\rho_i'}, \tag{9.50}$$

unde indicele p marchează mărimile caracteristice planetei Pămînt. Dacă utilizăm notaţia curentă,

$$\varepsilon_i = \frac{\mathfrak{M}_i}{\mathfrak{M}_p} = \frac{C_i}{C_p}, \tag{9.51}$$

Tabelul 20

Planeta	Mercur	Venus	Pămînt	Marte	Jupiter	Saturn	Uranus	Neptun
η_i	0,3871	0,7233	1,0	1,5237	5,2028	9,5388	19,191	30,0707
$\rho_i[g/cm^3]$	5,44	5,25	5,52	3,98	1,33±0,04	0,71±0,02	1,26±0,4	2,22±0,6
$\rho_p/\eta_i\rho_i$	2,6213	1,453	1,0	0,9148	0,7977	0,8150	0,2283	0,0827
$f_i[10^{-8}]$	17,48	9,69	6,67	6,10	5,32	5,44	1,52	0,55
$\sqrt{\rho_p/\eta_i\rho_i}$	1,619	1,21	1,0	0,951	0,893	0,903	0,478	0,289
G_0/G_i	0,618	0,826	1,0	1,052	1,1198	1,1074	2,092	3,46

care reprezintă raportul momentelor cinetice specifice ale planetelor (pentru unitatea de masă), putem scrie relaţia

$$\varepsilon_i^2 \frac{\delta\theta_i}{\delta\theta_p} = \varepsilon_i^2 \frac{f_i}{f_p} = \frac{\rho_p'}{\rho_i'}, \qquad (9.52)$$

care leagă, conform gravitovortexului, elementele cinematice ale mişcării planetelor de „natura" lor (ρ').

După cum rezultă din tabelul 21, relaţia (9.52) este bine verificată de mişcarea observată a planetelor. În calculul acestui tabel au fost utilizate valorile avansurilor relativiste de periheliu, adică nu s-a ţinut cont de corecţia executată anterior asupra mărimii θ_s.

Avansurile planetare de periheliu $\delta\theta_i$ reprezintă, după cum se ştie, mişcări suplimentare în raport cu mişcările planetare rezultate din teoria newtoniană a gravitaţiei, care presupune explicit o mişcare independentă de natura corpului. Or, din relaţia (9.52) se vede că mişcările dizidente $\delta\theta_i$ sînt direct legate de natura (ρ_i') a corpurilor în mişcare. Rezultă de aici două alternative interesante şi anume:

a) mişcarea planetară reală nu este o mişcare geodetică, adică nu este independentă de natura substanţei sau,

b) mişcarea este de tip geodetic, dar actualele valori ale densităţilor planetare nu sînt corecte.

Tabelul 21

Planeta	ε_i	ρ_i'	$\delta\theta_i/\delta\theta_p$	$\varepsilon_i^2 \frac{\delta\theta_i}{\delta\theta_p}$	ρ_p/ρ_i
Mercur	0,62	5,44	2,6213	1,0076	1,014
Venus	0,85	5,25	1,453	1,050	1,051
Pămînt	1,00	5,52	1,000	1,000	1,000
Marte	1,231	3,98	0,9148	1,387	1,387

Care din cele două alternative semnalate mai sus este mai potrivită? Teoria lui Einstein a demonstrat că ipoteza mişcării geodetice poate fi aplicată cu succes în cazul mişcării planetare, ea poate furniza, ca şi gravitovortexul, valori ale avansurilor de periheliu foarte apropiate de valorile „observate" (tabelul 19). În aceste condiţii, fără a exclude cealaltă posibilitate, vom considera în principiu valabilă cea de a doua alternativă şi vom încerca — cu titlu de exerciţiu — să corectăm actualele valori ale densităţilor planetare. Şi, dacă tot ne propunem o astfel de sarcină care depăşeşte oricum limitele lucrării de faţă, să evităm jumătăţile de măsură şi să încercăm o corecţie radicală a acestor densităţi.

Realitatea este că actuala distribuţie a densităţilor planetare în sistemul nostru solar pare absolut întîmplătoare (tabelul 11), ceea ce contrastează puternic cu regularitatea observată a altor parametri planetari şi aceasta creează serioase probleme pentru astrofizică şi pentru înţelegerea coerentă a evoluţiei sistemului planetar în ansamblu. După cum am văzut, parametrul densitate planetară este o dată de calcul şi este direct legat de valoarea „constantei" gravitaţionale.

Laplace este cel care a remarcat [125] faptul că *densitatea Pămîntului, a lui Jupiter şi Saturn au valori sensibil invers proporţionale cu distanţele*

heliocentrice ale acestor planete și că această constatare s-ar putea extinde cu oarecare aproximație și în cazul lui Marte și Mercur. Venus, Uranus, Neptun și Pluto au densități care se abat categoric de la o astfel de eventuală lege.

Constatăm că legea observată de Laplace este de fapt următoarea

$$r\rho' = \text{const}, \tag{9.53}$$

o relație bine cunoscută nouă și care, conform cu (9.35) și (9.38) presupune

$$G = G_0 = \text{const}, \tag{9.54}$$

exact așa cum presupune și teoria newtoniană a gravitației. Respectarea simultană a condițiilor (9.53) și (9.54) este posibilă însă numai în gravitovortex, dar, după cum am văzut, cu actualele mărimi ρ_i', calculate conform teoriei clasice, relația (9.53) nu este respectată de toate planetele.

Pe de altă parte, dacă încercăm să aducem distribuția densităților planetare la aceeași linie de plutire, adică dacă încercăm să facem ca relația (9.53) să fie respectată de toate planetele, calculînd conform acestei relații noi valori $\rho_i'^*$ pentru densitățile planetare, vom avea din gravitovortex (9.38) o valoare $G = \text{const}$, dar din mișcarea planetară newtoniană vor rezulta valori G_i diferite la nivelul diferitelor traiectorii planetare i.

Dacă considerăm masele planetare m_i și m_i^* corespunzătoare densităților ρ_i' și $\rho_i'^*$ și scriem relația

$$G_0 m_i = G_i m_i^*, \tag{9.55}$$

rezultă că am putea să corectăm serios actualul sistem de mase planetare deoarece

$$m_i^* = m_i \frac{G_0}{G_i} \tag{9.56}$$

sau, ținînd cont de (9.19), (9.38) și (9.48),

$$m_i^* = m_i \frac{1}{\sqrt{\frac{\rho'_p}{\eta_i \rho_i}}}. \tag{9.57}$$

Într-adevăr, corecția maselor planetare actuale, m_i, va fi — așa cum rezultă din (9.57) și tabelul 20 — foarte importantă: masa lui Mercur ar trebui micșorată cu circa 40%, a lui Venus cu 17%, iar masele lui Marte, Jupiter, Saturn, Uranus și Neptun ar trebui mărite respectiv cu circa 5%, 12%, 10%, 100% și 346%. La drept vorbind aceasta nu ar mai însemna o simplă corecție, ci o adevărată răsturnare a actualului sistem de mase planetare!

Cineva foarte grăbit ar putea să creadă că aceasta este o pură absurditate, deoarece actualul sistem de mase planetare, (tabelul 5), deși nu este prea coerent și prezintă mici variații de la o determinare la alta, nu poate suporta totuși corecții atît de drastice, mișcarea observată a planetelor nu poate fi explicată dacă masele planetare sînt modificate atît de mult. O astfel de credință este precis greșită, mișcarea planetelor nu este modificată în nici un fel prin această corecție masivă și aceasta ne-o dovedește relația (9.55).

Teoria newtoniană lucrează cu masele planetare m_i și cu o valoare G_0 constantă generală, în timp ce noi am considerat într-adevăr o valoare G_i care variază de la o planetă la alta și o masă planetară corespunzătoare m_i^*,

dar am considerat în același timp că produsul $G_i m_i^*$ este egal cu produsul newtonian $G_0 m_i$; or, *egalitatea acestor produse conduce la egalitatea corespunzătoare a mișcărilor planetare.* Nu se poate determina direct masa nici unei planete (nici măcar masa Pămîntului), ci numai produsul Gm, astfel încît dacă acest produs rămîne constant, putem mări sau micșora după voie pe G și respectiv pe m. Singurul rezultat sensibil al unei astfel de manevre îl constituie o corecție a densităților planetare, care și așa nu joacă nici un rol în mișcarea newtoniană.

Sistemul actual de mase planetare, m_i, a fost dedus din considerarea legii newtoniene a gravitației. Noi știm însă că această lege nu este valabilă în ipoteza $G = G_0 =$ const, astfel încît sistemul de mase m_i trebuie corectat în așa fel încît să devină m_i^*. Prin urmare, relația (9.55) nu este scrisă corect. Legea lui Newton este însă valabilă în cazul $G = G_i$, adevărată la nivelul fiecărei planete și, în acest caz, sistemul actual de mase planetare nu mai trebuie corectat. În aceste condiții, relația (9.55) trebuie scrisă corect astfel

$$G_0 m_i^* = G_i^* m_i. \tag{9.58}$$

Dacă considerăm actuala distribuție a densităților planetare în sistemul solar ca rezultat al unei îndelungate evoluții gravitovortex (9.38) — *independentă de natura substanței* (9.53) — vom avea

$$m_i^* = m_i \frac{G_i^*}{G_0} = m_i \sqrt{\frac{\rho_p}{\eta_i \rho_i'}}. \tag{9.59}$$

Vom obține astfel o distribuție foarte frumoasă a densităților planetare în sistemul solar, această distribuție putînd fi coerent înțeleasă. Am păstrat, de asemenea, neatinse ipotezele fundamentale ale teoriei actuale a gravitației, mișcarea geodetică și $G = G_0 =$ const.

Masele planetare actuale va trebui astfel corectate aproximativ cu aceleași procente ca mai sus (tabelul 20), dar sensul corecției va trebui inversat: masele planetelor interioare vor trebui mărite, iar ale celor exterioare micșorate. Mai poate fi oare compatibil un asemenea sistem de mase planetare cu mișcarea planetară observată?

Sistemul actual de mase planetare este dictat în cea mai mare măsură de masele standard, m_i, atribuite lui Jupiter (1/1047,4) și Saturn (1/3490) (§ 3.2). La rîndul lor, aceste mase standard sînt impuse de cunoașterea foarte precisă a perioadei mișcării numeroșilor sateliți ai acestor planete gigant, perioade date de relația newtoniană

$$T_N = \frac{2\pi a^{3/2}}{\sqrt{G_0 m_i}}. \tag{9.60}$$

Micșorînd aceste mase m_i conform cu (9.59), adică respectiv cu 11% (1/1162,6) și 10% (1/3839), perioada mișcării va crește ușor și nu va mai corespunde cu cea observată.

După cum se știe, *perioada newtoniană este perioada minimă a mișcării gravitovortex*, în cazul general existînd relația

$$T_G = \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \frac{2\pi a^{3/2}}{\sqrt{G_0 m_i}}, \tag{9.61}$$

unde $0 < \gamma \leqslant 1$, γ depinzînd de *condițiile specifice existente în mediul în care se face mișcarea* (§ 7.3). În cazul în care egalăm perioada T_G cu perioada reală va rezulta o valoare γ, care depinde de condițiile de mediu din jurul lui Jupiter și Saturn și se pune numai problema dacă aceste condiții corespund cu cele reale.

Recentele călătorii ale navelor spațiale Voyager 1 și Voyager 2 în apropierea acestor planete au demonstrat concludent că vechile reprezentări asupra acestui mediu nu sînt corecte și că oricum mișcarea newtoniană a sateliților lor trebuie corectată. Din comunicatele lapidare furnizate de NASA rezultă că această mișcare este efectiv frînată și că se studiază în prezent o nouă mecanică, care să fie capabilă să explice coerent mișcarea acestor sateliți și mișcarea navelor Voyager în această zonă.

Dacă putem scăpa astfel de complexul creat prin micșorarea maselor standard ale lui Jupiter și Saturn, corecțiile celorlalte mase planetare situate atît în spațiul transsaturnian (mai puțin cunoscut) cît și în cel intrajupiterian, nu mai pun probleme deosebite. Mărirea masivă a masei lui Mercur (peste 50%) nu creează probleme speciale (Le Verrier spune [131] — nu tocmai exact — că valoarea acestei mase este cvasiarbitrară), dimpotrivă, ea ar corespunde în bune condiții cu accelerarea suplimentară observată în cazul periplului navei Mariner 10; dacă S. Newcomb a utilizat pentru masa relativă a lui Mercur valoarea 1/6 000 000, Le Verrier a utilizat cu succes o valoare aproape dublă 1/3 000 000.

Mărirea cu circa 17% a masei lui Venus ar avea darul să compenseze acțiunea micșorată a lui Jupiter și Saturn asupra lui Mercur, a Pămîntului și a lui Marte. După cum am văzut (§ 3.2) Le Verrier a observat că avansul de periheliu al lui Mercur ar putea fi anihilat prin mărirea (cu peste 10%) a masei lui Venus, dar nu a putut executa o astfel de corecție din cauză că se producea un dezacord apreciabil în teoria mișcării Pămîntului, mișcare puternic influențată de valoarea mare a acțiunii lui Jupiter și Saturn.

Desigur numai un calcul riguros poate să ne spună dacă asemenea corecții ale sistemului actual de mase planetare ar putea fi compatibil cu mișcarea observată. În condițiile actuale, create de existența mașinilor de calcul și a programării de rutină a sistemului de ecuații Lagrange, exercițiul propus de noi mai sus este infinit mai accesibil decît ar fi putut să pară el pe vremea lui Le Verrier sau S. Newcomb.

O asemenea compatibilitate deplină ar aduce, pe lîngă avantajele enumerate mai sus și o confirmare la scară mare a mișcării planetare de tip geodetic conform alternativei *b*, analizată mai sus. În caz contrar, va trebui luată în considerație cealaltă alternativă, a, adică aceea a mișcării în funcție de natura substanței. În orice caz, în secțiunile care urmează noi vom analiza pe larg un asemenea tip de mișcare și implicațiile sale.

9.4. O GENERALIZARE NATURALĂ A FUNCȚIEI LAGRANGE A MIȘCĂRII ȘI A PRINCIPIULUI VARIAȚIONAL

Ecuațiile de mișcare ale teoriei gravitației a lui Newton, ale relativității generale, ale gravitovortexului și ale teoriei scalar-tensoriale, pot fi deduse într-un mod foarte elegant, așa cum am văzut, folosind principiul variațional. Aceasta deoarece, după cum spune R. H. Dicke [60], „toate ecuațiile fizicii gravitaționale sînt conținute în principiul variațional“, înțelegînd prin aceasta posibilitatea obținerii cu ajutorul acestui principiu chiar și a ecuațiilor cîmpu-

lui gravitațional (§ 9.1). Pare deci necesar să acordăm o atenție specială acestui important și foarte general principiu al fizicii și consecințelor sale, care implică atît de direct orice teorie a gravitației.

Din cele discutate pînă acum a rezultat că mecanica newtoniană este mai generală decît teoria newtoniană a gravitației, în sensul că ecuația fundamentală a mișcării este valabilă în orice referențial, spre deosebire de legea gravitației a lui Newton care este valabilă numai în referențiale inerțiale galileiene. Einstein a dedus teoria sa, a relativității generale, plecînd de la legea gravitației a lui Newton, scrisă sub forma Laplace-Poisson, lege care din punct de vedere matematic presupune automat folosirea sistemelor inerțiale galileiene, iar din punct de vedere fizic presupune valabilitatea absolută a „modelului" suprasimplificat al sistemului nostru solar imaginat de Kepler. Găsind o soluție matematică fericită și neconvențională de „a lărgi clasa sistemelor de referință privilegiate apriori în teoria lui Newton", Einstein a creat — prin deducție — un sistem matematic coerent, o *geometrodinamică*, capabile să interpreteze mai bine decît formalismul matematic gravitațional newtonian mișcarea observată a aștrilor, dar, evident, nu a putut să modifice în felul acesta modelul fizic primordial din care s-a născut teoria sa și care a rămas, în fond, *a fortiori*, același static model keplerian.

După ce au revelat într-un mod atît de dramatic avansul insolit al periheliului lui Mercur, rezultatele investigației științifice nu s-au oprit însă aici, ele scot în evidență, pe zi ce trece tot mai multe dizidențe în raport cu teoria newtoniană a gravitației, pe care relativitatea generală — cel puțin în vechea ei formă — nu le mai poate explica; o nouă dramă se profilează la orizontul înțelegerii noastre. Dintr-un firesc spirit de autoconservare epigonii marelui Einstein s-au transformat din criticii acerbi ai teoriei newtoniene a gravitației în apărătorii ei, ignorînd sau negînd pur și simplu dizidențele amintite mai sus.

Cel puțin una dintre aceste dizidențe nu a putut fi — istoricește vorbind — ignorată și, cu atît mai puțin, negată: expansiunea universului observabil, pregnant și definitiv revelată de cercetările experimentale ale lui W. H. Hubble (1889—1953). Aceasta s-a dovedit compatibilă cu introducerea unei prime corecții în ecuațiile inițiale de cîmp ale teoriei relativității generale: termenul cosmologic Λ. „Universul curb" în expansiune, rezultat astfel, poate fi asemuit — într-un mod suprasimplificat, dar foarte intuitiv — cu suprafața unei sfere de cauciuc umflată cu pompa, suprafață care se dilată și pe care se găsesc dispuse puzderie de puncte materiale reprezentînd stelele, sistemele solare și galaxiile: această sferă tridimensională corespunde, după cum se știe, unui model bidimensional relativist. În acest univers în expansiune „detaliile" sînt ignorate, Pămîntul, sistemul solar, galaxia și chiar grupurile (asociațiile) de galaxii nu participă ele însele la acest proces general de expansiune, ci sînt considerate ca simple *repere comode pentru măsurarea distanțelor aflate în expansiune*. În sens clasic, ceea ce se dilată într-un asemenea univers este numai geometria sa generală nu și corpurile care îl compun.

Un astfel de univers și multiplele sale variante realizate de cosmologia modernă, deși corespund în bune condiții deplasării cosmologice spre roșu a liniilor spectrale măsurată de Hubble, apare suprasimplificat din punctul de vedere al conceptului general de expansiune și în contradicție directă cu observațiile foarte precise pe care le avem din universul nostru foarte apropiat. S-a dovedit de exemplu pregnant și definitiv — ca să ne referim numai la universul nostru familiar — că planeta Pămînt se află, de asemenea, într-un proces de expansiune și că *acest proces local face parte din marele*

proces al expansiunii universului revelat de Hubble (§ 12). Prin urmare, Pămîntul, sistemul solar și galaxiile nu pot fi considerate numai simple puncte materiale rigide, simple repere pentru măsurarea distanțelor și expansiunea lor trebuie explicată de o nouă teorie a gravitației, care să fie coerentă cu conceptul real de expansiune a universului observabil.

Aceeași mișcare insolită a materiei, expansiunea, a impus deci, ca un motiv fizico-empiric nou, o nouă restructurare, mult mai profundă, a teoriei relativiste a gravitației, deoarece una din ipotezele fundamentale ale acestei teorii $G = G_0 =$ const (moștenită odată cu sistemul keplerian din teoria newtoniană a gravitației), trebuia părăsită și înlocuită cu o altă ipoteză, conformă cu noile date de observație: $G =$ variabil. Nu se mai punea deci problema dacă teoria inițială a lui Einstein mai este validă sau nu, ci dacă însuși procedeul relativist mai poate fi făcut compatibil cu această nouă realitate. De aceea, R. H. Dicke și colaboratorii săi au verificat mai întîi cu cea mai mare grijă ipoteza fundamentală care face posibilă declanșarea întregului formalism matematic relativist, $m_i = m_g$, printr-un experiment devenit rapid celebru și a cărui precizie fantastică a atins $1/10^{12}$. Dovedind astfel viabilitatea procedeului relativist, R. H. Dicke și colaboratorii săi au putut trece la elaborarea unei noi teorii relativiste a gravitației, teoria scalar-tensorială, în care noul concept, $G =$ variabil, joacă rolul esențial.

În locul „termenului de vid“, constant, Λ, cu care Einstein își corijează propriile ecuații de cîmp și care nu modifică propriu-zis conceptele fundamentale ale teoriei sale, deoarece el nu introduce derivate de ordin superior ale lui g_{ik} în raport cu coordonatele x_i, Brans și Dicke introduc explicit un nou cîmp, scalar, suprapus cîmpului deplasărilor și cîmpului corelat g_{ik}, care este datorat nu vidului ci materiei (materia „la mare distanță“), care modifică forma principiului variațional relativist, deci a ecuațiilor einsteiniene de cîmp și de mișcare, și, în consecință, teoria einsteiniană a gravitației (§ 9.1). Generalizînd teoria relativității generale, care este o teorie tensorială a gravitației (tensori de ordinul doi), teoria scalar-tensorială revelează noi valențe concrete ale teoriei gravitației, printre care cea mai importantă este mișcarea cu expansiune-contracție. Așa cum am arătat pe larg în § 9.2, asemenea valențe noi ale teoriei supergeneralizate a gravitației se regăsesc în modul cel mai natural, dar cu mult mai concret și mai precis, în gravitovortex; aceasta este într-adevăr o teorie mai generală decît teoria lui Einstein.

În elaborarea teoriei noastre noi nu am plecat de la legea gravitației a lui Newton, ci de la ecuațiile fundamentale ale mișcării, care sînt foarte generale și de la un model fizic fundamental real, nekeplerian, galaxia. Aceasta ne-a permis din punct de vedere fizic să rămînem permanent în domeniul fenomenelor reale, să evităm suprasimplificările fizice care grevează teoria newtoniană a gravitației și, pe această bază naturală să înlăturăm necesitatea folosirii reperelor inerțiale în cadrul teoriei gravitației, adică, cum se spune, să generalizăm pe deplin aceste repere inerțiale. În felul acesta noi am putut regăsi nu numai rezultatele teoriei relativității generale (inclusiv ecuațiile de mișcare), dar putem regăsi natural și rezultatele generalizărilor acestei teorii, care numai a lărgit clasa sistemelor de referință inerțiale fără să o generalizeze pe deplin. Dacă relativitatea generală ar fi reușit să generalizeze pe deplin aceste sisteme este evident că teoria scalar-tensorială și orice alte generalizări ale teoriei lui Einstein ar fi fost — teoretic și practic — lipsite de sens.

Am subliniat adesea pe parcursul discuției noastre caracterul *natural* al dezvoltărilor gravitovortexului. Acesta înseamnă în concepția noastră

pe de o parte faptul că dezvoltările respective mai mult sau mai puțin convenționale rezultă direct din fenomene fizice observabile și măsurabile, iar pe de altă parte că ele conduc în final, chiar atunci cînd sînt cu totul neconvenționale, la reprezentări care regăsesc, cel puțin la limită, conceptele clasice, uzuale. Același caracter natural va trebui să îl regăsim și în modificarea corespunzătoare adusă de gravitovortex formei clasice a principiului variațional și a consecințelor sale.

Să analizăm mai întîi pe scurt acest principiu fundamental al mecanicii clasice, care este expresia cea mai concentrată a întregului sistem de concepte și reprezentări, de postulate. axiome și legi ale acestei mecanici. Valabilitatea sa depășește cu mult limitele teoriei gravitației (newtoniană sau relativistă) și chiar limitele mecanicii propriu-zise, fiind utilizat — ca un principiu fundamental al fizicii — în toate ramurile acestei discipline. La desăvîrșirea sa au lucrat personalități de seamă ale științei ca D'Alembert, Maupertuis, Euler, Laplace, Lagrange, Poisson, Hamilton și Jacobi.

Pentru determinarea poziției unui sistem de N puncte materiale trebuie date în spațiu N raze vectoare $r(x, y, z)$, adică $3N$ coordonate. Acești parametri nu sînt neapărat coordonatele carteziene ale punctului și după condițiile problemei alegerea unui alt sistem de coordonate poate fi mult mai comodă. Cei s parametri oarecare, $q_1, q_2 \ldots q_s$, care caracterizează poziția unui sistem, se numesc coordonate generalizate și, prin analogie cu cazul cartezian, derivatele $\dot{q}_i$ se numesc viteze generalizate.

Experiența arată că pentru a determina complet starea mecanică a sistemului la un moment dat, este necesară cunoașterea simultană a coordonatelor și vitezelor, care definesc în mod univoc valoarea accelerațiilor $\ddot{q}_i$ în acel moment. Relațiile care leagă accelerațiile de coordonate și de viteze se numesc *ecuațiile mișcării.*

Formula cea mai generală a legii de mișcare a sistemelor mecanice este dată de așa-numitul *principiu al minimei acțiuni* (sau principiul Maupertuis-Hamilton). Conform acestui principiu, orice sistem mecanic este caracterizat de o funcție bine determinată

$$L(q_1, q_2, \ldots, q_s, \dot{q}_1, \dot{q}_2, \ldots, \dot{q}_s, t), \tag{9.62}$$

sau, mai pe scurt $L(q, \dot{q}, t)$, mișcarea sistemului satisfăcînd următoarea condiție.

Să presupunem că la momentele $t = t_1$, $t = t_2$, sistemul ocupă poziții determinate, caracterizate prin două ansambluri de valori ale coordonatelor $q^{(1)}$ și $q^{(2)}$. *Între aceste poziții sistemul se mișcă astfel încît expresia*

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L(q, \dot{q}, t)\, \mathrm{d}t, \tag{9.63}$$

ia cea mai mică valoare posibilă. Funcția L se numește *funcția lui Lagrange* a sistemului, iar integrala (9.63) se numește *acțiune.* Să stabilim acum ecuațiile diferențiale care determină minimul acestei integrale.

Fie $q = q(t)$ funcția pentru care S ia valoarea minimă. Aceasta înseamnă că S crește atunci cînd înlocuim $q(t)$ printr-o funcție oarecare $q(t) + \delta q(t)$, unde $\delta q(t)$ este o funcție mică în tot intervalul de la t_1 la t_2 (ea se numește *variația* funcției $q(t)$). Deoarece pentru $t = t_1$ și $t = t_2$, toate funcțiile de felul $q(t) + \delta q(t)$ trebuie să ia aceleași valori $q(1)$ și $q(2)$, vom avea

$$\delta q(t_1) = \delta q(t_2). \tag{9.64}$$

Variația lui S, atunci cînd înlocuim pe q cu $q + \delta q$, va fi dată de diferența

$$\int_{t_1}^{t_2} L(q + \delta q, \dot{q} + \delta \dot{q}, t)\, \mathrm{d}t - \int_{t_1}^{t_2} L(q, \dot{q}, t)\, \mathrm{d}t. \tag{9.65}$$

Dezvoltarea în serie a acestei diferențe după puterile lui δq și $\delta \dot{q}$ începe cu termeni de ordinul întîi. Condiția necesară de minim al lui S este ca ansamblul acestor termeni să se anuleze; acest ansamblu de termeni se numește variația întîi a integralei (sau simplu variație). Astfel, *principiul minimei acțiuni (sau principiul variațional) poate fi scris astfel*

$$\delta S = 0 \tag{9.66}$$

sau, ținînd cont de (9.63),

$$\delta S = \delta \int_{t_1}^{t_2} L(q, \dot{q}, t)\, \mathrm{d}t = 0. \tag{9.67}$$

de unde, efectuînd variația, rezultă

$$\int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{\partial L}{\partial q} \delta q + \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \delta \dot{q} \right) \mathrm{d}t = 0. \tag{9.68}$$

Observînd că $\delta \dot{q} = \mathrm{d}\delta q/\mathrm{d}t$, să integrăm termenul al doilea prin părți; vom obține

$$\delta S = \left[\frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \delta q \right]_{t_1}^{t_2} + \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{\partial L}{\partial q} - \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \right) \delta q\, \mathrm{d}t = 0. \tag{9.69}$$

În virtutea condițiilor (9.64), primul termen al acestei expresii dispare; rămîne integrala care trebuie să fie egală cu zero pentru orice valoare a lui δq. Acest fapt nu este posibil decît atunci cînd expresia de sub semnul sumă se anulează identic. Obținem astfel ecuațiile

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0 \quad (i = 1, 2, 3, \ldots, s), \tag{9.70}$$

pentru cazul general al unui sistem cu i grade de libertate, adică s ecuații de această formă. Acestea sînt *ecuațiile lui Lagrange*, sau *ecuațiile generale ale dinamicii sistemelor*, a căror concizie și eleganță n-au fost niciodată întrecute.

Din punct de vedere matematic ecuațiile (9.70) formează un sistem de s ecuații diferențiale de ordinul doi cu s funcții necunoscute $q_i(t)$. Soluția generală a unui astfel de sistem conține $2s$ constante arbitrare. Pentru a le determina și prin aceasta pentru a defini complet mișcarea oricărui sistem mecanic, este necesar să cunoaștem condițiile inițiale, de exemplu, *valorile inițiale* ale coordonatelor și ale vitezelor.

Cînd un sistem mecanic este în mișcare, cele $2s$ mărimi q_i și $\dot{q}_i$, care determină starea sa, variază cu timpul. Există totuși funcții ale acestor mărimi, care — conform mecanicii clasice — păstrează în tot timpul mișcării o valoare constantă, ce depinde numai de condițiile inițiale. Aceste funcții se numesc *integrale prime* și sînt în număr de $(2s-1)$. Nu toate aceste integrale prime joacă un rol de egală importanță în mecanică. Printre ele există unele a căror constanță este considerată a avea o origine profundă, legată de proprietățile fundamentale ale spațiului și timpului newtonian, adică de *omogeni-*

tatea, izotropia și *uniformitatea* acestora. Acestea sînt *energia, impulsul* și *momentul cinetic* ale sistemului.

Să analizăm legea de conservare, care rezultă din uniformitatea timpului clasic. Din această proprietate rezultă că funcția Lagrange a unui sistem închis nu depinde explicit de timp; prin urmare, derivata totală în raport cu timpul a funcției Lagrange se poate scrie

$$\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}t}=\sum_i \frac{\partial L}{\partial q_i}\dot{q}_i+\sum_i \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\ddot{q}_i \tag{9.71}$$

(dacă L ar fi funcție explicită de timp ar trebui adăugat evident termenul $\partial L/\partial t$ în membrul doi). Înlocuind derivatele $\partial L/\partial q_i$ prin valorile lor $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(\partial L/\partial \dot{q}_i)$, obținute plecînd de la ecuațiile Lagrange, se obține

$$\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}t}=\sum_i \dot{q}_i\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}+\sum_i \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\ddot{q}_i=\sum_i \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\dot{q}_i\right) \tag{9.72}$$

sau

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\sum_i \dot{q}_i\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}-L\right)=0. \tag{9.73}$$

De aici se vede că mărimea

$$\sum_i \dot{q}_i\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}-L=\text{const} \tag{9.74}$$

rămîne constantă în raport cu timpul. Această integrală primă se numește *energia sistemului*, care rămîne invariabilă în timpul mișcării.

Legea de conservare a energiei este valabilă nu numai pentru sistemele închise, ci și pentru cele așezate într-un cîmp exterior constant (adică independent de timp); într-adevăr, singura proprietate a funcției Lagrange pe care am folosit-o în raționamentele noastre, anume faptul că ea nu depinde explicit de timp, rămîne valabilă în acest caz. Sistemele mecanice a căror energie se conservă sînt numite uneori sisteme conservative.

Funcția Lagrange a unui sistem închis (sau așezat într-un cîmp constant) este de forma

$$L=T(q,\dot{q})+U(q), \tag{9.75}$$

unde T este funcție de pătratul vitezelor. Aplicînd aici teorema cunoscută a lui Euler asupra funcțiilor omogene, obținem

$$\sum_i \dot{q}_i\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}=\sum_i \dot{q}_i\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i}=2T. \tag{9.76}$$

Introducînd această valoare în (9.74) găsim

$$E=T(q,\dot{q})+U(q) \tag{9.77}$$

și, în coordonate carteziene, pentru un sistem de puncte materiale,

$$E=\sum_a \frac{m_a v_a^2}{2}+U(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\ldots)=E_c+E_p. \tag{9.78}$$

Astfel, energia unui sistem poate fi reprezentată sub forma unei sume de doi termeni esențial diferiți: energia cinetică, E_c, depinzînd de viteze, și energia potențială, E_p, depinzînd numai de coordonatele particulelor.

Trebuie să subliniem aici o caracteristică a mecanicii newtoniene, importantă pentru discuția noastră ulterioară și anume faptul că energia unui sistem mecanic rămîne constantă în întregul spațiu în care se deplasează sistemul. Aceasta revine la a spune că lucrul mecanic al forțelor în acțiune este independent de drum; în caz contrar, conform acestei mecanici, sistemul este neconservativ, ceea ce are drept consecință analitică, în general, inexistența unei integrale prime. Ca exemplu tipic de forțe neconservative sînt forțele de frecare, care produc o pierdere a energiei totale a sistemului. În sens matematic putem concepe ca forțe neconservative acele forțe care nu admit o funcție de forță (potențial) din care ele să derive.

Astfel, pentru sistemele conservative, cunoscînd funcția Lagrange, putem scrie ecuațiile mișcării

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\frac{\partial L}{\partial \mathbf{v}_a}=\frac{\partial L}{\partial \mathbf{r}_a}, \tag{9.79}$$

de unde, ținînd cont de (9.75), obținem

$$m_a\frac{\partial \mathbf{v}_a}{\partial t}=-\frac{\partial U}{\partial \mathbf{r}_a}. \tag{9.80}$$

Sub această formă ecuațiile se numesc ecuațiile lui Newton și constituie baza mecanicii unui sistem de particule în interacțiune. Mărimea

$$\mathbf{F}_a=-\frac{\partial U}{\partial \mathbf{r}_a} \tag{9.81}$$

se numește forța care acționează asupra punctului a, iar $U(r)$ *funcția de forță*, sau potențialul.

Din condiția de omogenitate a spațiului rezultă că proprietățile mecanice ale unui sistem nu se schimbă în timpul unei translații a întregului sistem în spațiu. Impunînd această condiție funcției Lagrange L, obținem condiția

$$\sum_a\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\frac{\partial L}{\mathrm{d}\mathbf{v}_a}=\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\sum_a\frac{\partial L}{\partial \mathbf{v}_a}=\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\sum_a\mathbf{p}_a=0 \tag{9.82}$$

sau în final

$$\mathbf{p}=\sum_a\frac{\partial L}{\partial \mathbf{v}_a}=\sum_a m_a\mathbf{v}_a=\text{const.} \tag{9.83}$$

Vectorul $\mathbf{p}$ se numește *impulsul sistemului* și reprezintă o altă integrală primă care se conservă la o translație.

În sfîrșit, din condiția de izotropie a spațiului rezultă că proprietățile mecanice ale unui sistem nu se schimbă nici în cursul unei rotații a acestui sistem în ansamblul său. Din condiția de invarianță a funcției Lagrange față de rotații, se poate obține în final concluzia că în timpul mișcării sistemului vom avea

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\sum_a\mathbf{r}_a\times\mathbf{p}_a=0 \tag{9.84}$$

şi că mărimea vectorială

$$M = \sum_a \mathbf{r}_a \times \mathbf{p}_a, \qquad (9.85)$$

numită *momentul cinetic* al sistemului, se conservă de asemenea.

În rezumat, un sistem mecanic închis (adică un sistem de particule materiale care interacţionează între ele, dar sînt izolate de orice corp exterior) posedă şapte integrale prime: energia, cele trei componente ale vectorului moment şi cele trei componente ale vectorului impuls. Toate aceste mărimi care, după cum am spus, sînt conservative au o proprietate generală importantă: ele sînt aditive, adică valoarea lor pentru un sistem format din a particule este egală cu suma valorilor lor pentru fiecare particulă în parte.

Să tragem cîteva concluzii din cele prezentate mai sus. După cum se observă, *funcţia Lagrange a mişcării este invariantă atît la translaţii cît şi la rotaţii* şi acestei invarianţe îi corespunde conservarea impulsului şi momentului cinetic ale mişcării. Prin urmare, *generalizarea sistemelor inerţiale galileiene la sistemele vortex-inerţiale (§ 7.4) are o justificare directă şi, în comportarea naturală a funcţiei Lagrange a mişcării, principiul generalizat al inerţiei este deja conţinut în principiul variaţional al mecanicii.*

Este evident că *multiplicarea funcţiei Lagrange a unui sistem mecanic printr-o constantă arbitrară nu influenţează ca atare ecuaţiile de mişcare,* ceea ce dă loc unei prime *nedeterminări : alegerea unităţilor de măsură este arbitrară.* Proprietatea de aditivitate cere însă ca multiplicarea funcţiilor Lagrange ale sistemelor să fie simultană şi să se facă printr-o *constantă unică.* De exemplu, funcţia Lagrange a unui punct material în mişcare liberă se scrie

$$L = bv^2, \qquad (9.86)$$

unde b este o constantă arbitrară, care, de obicei, se notează $b = m/2$ şi unde m reprezintă masa particulei.

Datorită nedeterminării semnalate mai sus a funcţiei Lagrange, este posibil, în numeroase cazuri importante, să tragem multe concluzii în ceea ce priveşte proprietăţile mişcării fără a integra în mod concret ecuaţiile. A varia de un acelaşi număr de ori toate coordonatele particulelor înseamnă a trece de la anumite traiectorii la altele, *asemenea din punct de vedere geometric* şi nediferind de primele decît prin dimensiunile lor liniare. Sîntem conduşi astfel la următoarea concluzie importantă: *funcţia Lagrange a mişcării şi principiul variaţional sînt pe deplin şi în modul cel mai natural cu putinţă compatibile cu mişcarea — absolut neconvenţională — cu expansiune-contracţie revelată de gravitovortex.*

În mişcarea gravitaţională factorul de multiplicare al funcţiei Lagrange este produsul Gm sau mai simplu G. Prin urmare, invarianţa funcţiei se păstrează numai dacă G are aceeaşi valoare (oricare ar fi ea la un moment dat) pentru *toate* particulele sistemului. În felul acesta, mişcarea cu expansiune-contracţie, permisă de invarianţa amintită, este *o mişcare comună şi simultană pentru întregul sistem mecanic considerat,* aşa cum ar fi mişcarea de expansiune a întregului univers observabil (expansiunea Hubble), a sistemului solar sau a Pămîntului.

Dar în cadrul expansiunii generale, de exemplu a sistemului solar, care se manifestă prin îndepărtarea continuă a planetelor de Soare, o navă spaţială

sau o cometă pot avea totuși o mișcare de apropiere față de Soare sau chiar de îndepărtare, dar cu o rată mult mai mare decît îndepărtarea seculară presupusă de expansiunea generală a sistemului. Evident, în aceste condiții funcția Lagrange a mișcării nu mai poate rămîne invariantă deoarece ar apărea multiplicată cu o mărime care ar varia de la o mișcare la alta. Se schimbă oare în aceste condiții forma ecuațiilor de mișcare?

Răspunsul nu poate fi în toate cazurile afirmativ și aceasta din cauza unei alte *nedeterminări* care, de data aceasta, aparține principiului variațional însuși. Să considerăm, conform cu exemplul de mai sus, două funcții Lagrange, $L(q, \dot{q}, t)$ și $L'(q, \dot{q}, t)$, care diferă între ele printr-o funcție oarecare de coordonate (q) și de timp (t), $\psi(q, t)$

$$L'(q, \dot{q}, t) = L(q, \dot{q}, t) + \psi(q, t). \tag{9.87}$$

Acțiunile S și S', corespunzătoare funcțiilor L și L', respectiv integralele (9.63), calculate cu ajutorul celor două funcții, sînt legate prin relația

$$S' = \int_{t_1}^{t_2} L'(q, \dot{q}, t)\,\mathrm{d}t = \int_{t_1}^{t_2} L(q, \dot{q}, t)\,\mathrm{d}t + \int_{t_1}^{t_2} \psi(q, t)\,\mathrm{d}t =$$

$$= S + \int_{t_1}^{t_2} \psi(q, t)\mathrm{d}t. \tag{9.88}$$

Se vede ușor din această relație că dacă funcția $\psi(q, t)$ este derivata totală în raport cu timpul a unei funcții oarecare de coordonate și de timp

$$\psi(q, t) = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\,\varphi(q, t), \tag{9.89}$$

putem efectua integrala

$$\int_{t_1}^{t_2} \psi(q, t)\,\mathrm{d}t = \int_{t_1}^{t_2} \frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t}\,\mathrm{d}t = \int_{t_1}^{t_2} \mathrm{d}\varphi \tag{9.90}$$

și relația (9.88) se poate scrie:

$$S' = S + \varphi(q^{(2)}, t_2) + \varphi(q^{(1)}, t_1). \tag{9.91}$$

Se știe că atunci cînd variem acțiunea, $\delta S = 0$, obținem ecuațiile de mișcare; efectuînd variația în (9.91) termenul suplimentar dispare și condiția $\delta S' = 0$ coincide cu condiția $\mathrm{d}S = 0$. Rezultă că *forma ecuațiilor mișcării rămîne în aceste condiții invariantă* cu toate că funcțiile Lagrange L și L' ale mișcării sînt diferite.

Zicem deci că *funcția Lagrange a unui sistem mecanic nu este determinată decît pînă la o derivată totală a unei funcții arbitrare de coordonate și de timp.* În consecință, și integralele sale prime (legile de conservare a energiei, a impulsului și a momentului cinetic), care rezultă din condiția de invarianță a funcției Lagrange vor prezenta același grad de nedeterminare. Condițiile calitative și cantitative pe care gravitovortexul le aduce teoriei clasice a gravitației se înscriu exact în această marjă de nedeterminare a funcției Lagrange și în irelevanța corespunzătoare a principiului variațional.

Funcţia $\psi(q, t)$ prin care diferă între ele funcţiile Lagrange L, a mişcării newtoniene şi L', a mişcării gravitovortex este dată de relaţia cunoscută

$$\psi = f = \frac{\theta_s}{G_0 M r \rho'} = \frac{\text{const}}{r\rho'}. \tag{9.92}$$

Din (9.90) se vede că nu vom avea o schimbare a formei ecuaţiilor mişcării dacă

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} f = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{\text{const}}{r\rho'}\right) = -f\left(\frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} + \frac{\mathrm{d}\rho'}{\mathrm{d}t}\frac{1}{\rho'}\right) \tag{9.93}$$

sau

$$\frac{\mathrm{d}f}{f} + \frac{\mathrm{d}r}{r} + \frac{\mathrm{d}\rho'}{\rho'} = 0 \tag{9.94}$$

sau, ţinînd cont de (9.17), dacă

$$\frac{\mathrm{d}G}{G} + \frac{\mathrm{d}r}{r} + \frac{\mathrm{d}\rho'}{\rho'} = 0. \tag{9.95}$$

În această ecuaţie diferenţială se concretizează sintetic corecţiile pe care gravitovortexul le aduce teoriei actuale a gravitaţiei. Ea presupune explicit mişcarea cu expansiune-contracţie, mişcare care este legată direct de mişcarea de rotaţie în jurul axelor proprii, fiind în acelaşi timp compatibilă cu dimensiunile reale ale corpului în mişcare şi cu natura sa. Noi am analizat deja pe larg toate acestea în discuţia noastră anterioară şi o vom mai face încă în continuare.

Paradoxal poate apărea faptul că ecuaţia (9.95) este bine verificată de mişcarea actuală a planetelor, cometelor, asteroizilor etc., deşi ea presupune o drastică corecţie a teoriei actuale a gravitaţiei, care, la rîndul său, este destul de bine verificată de aceeaşi mişcare cosmică. Paradoxul se explică prin aceea că adoptînd ipoteza fundamentală $G = G_0 = \text{const}$, teoria clasică presupune automat, conform gravitovortexului, îndeplinită condiţia

$$\frac{\mathrm{d}r}{r} + \frac{\mathrm{d}\rho'}{\rho'} = 0, \tag{9.96}$$

adică presupune automat mişcarea cu expansiune-contracţie. Culmea este aceea că o astfel de mişcare este reală, deşi teoria gravitaţiei o ignoră şi astăzi!

Dacă o astfel de mişcare nu ar exista, teoria clasică a gravitaţiei ar fi complet infirmată de observaţie, deoarece, aşa cum rezultă din (9.95), G ar varia enorm cu distanţa heliocentrică. O navă spaţială în drum spre Soare nu are desigur posibilitatea să se contracte aşa cum fac de exemplu cometele. În consecinţă, parametrul G al mişcărilor va creşte mult în raport cu valoarea sa clasică G_0 şi nava spaţială va devia serios de la traiectoria programată; acesta a fost cazul navei Mariner 10, discutat anterior, şi în acest sens trebuie să înţelegem variaţia mărimii cosmice G.

Interesant şi semnificativ este faptul demonstrat mai sus că, *deşi gravitovortexul aduce corecţii calitative şi cantitative majore teoriei actuale a gravitaţiei, forma ecuaţiilor mişcării rămîne neschimbată.* Aceasta arată în modul cel mai concludent cu putinţă cît de naturală este generalizarea teoriei gravitaţiei

pe care am obţinut-o în gravitovortex. În § 7.6 noi am dedus explicit această ecuaţie a mişcării, care are exact aceeaşi formă ca şi ecuaţia corespunzătoare newtoniană; parametrul γ permite, aşa cum am văzut, regăsirea explicită a mişcării conform teoriei newtoniene sau conform relativităţii generale, ca şi a altor mişcări reale neglijate de aceste teorii.

Am putea încheia aici prezentarea propriu-zisă a gravitovortexului, rămînînd să prezentăm în continuare numai cîteva aplicaţii practice inedite ale acestei teorii, în primul rînd, aşa cum am promis, mişcarea cometară. În condiţiile analizate mai sus, în care gravitovortexul regăseşte atît de natural şi de direct concluziile teoriilor clasice ale gravitaţiei, am putea nutri speranţa îndreptăţită de a obţine, chiar şi din partea teoreticienilor celor mai aprigi ai teoriei actuale a gravitaţiei, dacă nu o aprobare deplină cel puţin o doză rezonabilă de înţelegere şi aprobare. Din păcate nu ne putem opri aici, faptele fizico-empirice de care vorbea Einstein ne impun să mergem — cu tot riscul — mai departe.

Căci iată, mişcarea cometelor nu poate fi nici explicată coerent şi nici înţeleasă coerent, fără a abandona una dintre ipotezele fundamentale ale teoriei relativiste a gravitaţiei: mişcarea geodetică. Datele de observaţie arată că această mişcare este *diferenţiată*, că ea se face diferit de la o cometă la alta, chiar dacă condiţiile iniţiale ale mişcării sînt aceleaşi (ca în cazul divizărilor observate de comete). Mai exact, *datele de observaţie atestă că mişcarea acestor comete pe traiectoriile lor concrete se face astfel încît în raport cu calculul clasic rezultă o variaţie măsurabilă $\Delta G/G$ a constantei gravitaţionale G_0 şi că această variaţie diferă de la o cometă la alta* (§ 10). Aceasta înseamnă că mişcarea reală satisface condiţia (9.95) şi nu condiţia (9.96); o astfel de mişcare este perfect compatibilă cu principiul variaţional, dar ea nu poate fi geodetică. Este oare posibil acest lucru? Adică este posibil să separăm principiul variaţional de principiul mişcării geodetice?

Studiul variaţiei unei integrale definite a debutat ca o problemă de matematică pură, care a găsit ulterior cel puţin două domenii *distincte* de aplicabilitate: domeniul mecanicii şi domeniul geometriei. În domeniul mecanicii rezultatele acestui studiu se regăsesc în principiul minimei acţiuni al lui Hamilton, $\delta S = 0$, analizat mai sus, unde S reprezintă acţiunea. În domeniul geometriei aceste rezultate au permis să se definească noţiunea de geodezică a unei suprafeţe ca fiind curba trasată pe suprafaţă în lungul căreia variaţia integralei elementului liniar ds^2, $\delta \int ds$, este nulă; prin extensie s-a definit ulterior şi geodezica unui ds^2 aparţinînd unui spaţiu cu n dimensiuni în lungul căreia se anulează variaţia $\delta \int ds$ adică

$$\delta \int \sqrt{ds^2} = \delta \int \sqrt{g_{ik}\, dx_i\, dx_k}. \tag{9.97}$$

În principiu nu există nici o legătură fizică directă între aceste două aplicaţii matematice ale studiului variaţiei unei integrale definite şi este oricînd posibil ca mişcarea unei particule sub acţiunea unei forţe oarecare să respecte principiul variaţional al mecanicii, $dS = \delta \int L\, dt = 0$, fără ca traiectoria particulei să fie o geodezică, $\delta \int ds = 0$. *Numai forţele gravitaţionale păreau să facă o excepţie de la regula generală care spune că acceleraţia*

căpătată de un corp sub acțiunea unei forțe F este proporțională cu masa corpului (este funcție de „natura“ corpului): forța gravitațională imprimă oricărui corp, indiferent de masa lui, aceeași accelerație. Această comportare stranie a forțelor gravitaționale, revelată de teoria newtoniană a gravitației (și avînd ca suport legile lui Kepler), a fost aceea care i-a permis lui Einstein să dea o bază fizică „legală“ unificării (mai exact, identificării) celor două formalisme matematice amintite mai sus, cel mecanic și cel geometric, conform cunoscutului principiu de echivalență.

Acest principiu, analizat pe larg în § 4.4.1, are la bază ipoteza fundamentală $m_g = m_i$ consistent sugerată de teoria lui Newton [77]: accelerația este independentă de natura corpului numai dacă masa inertă și masa grea a corpului sînt *numeric* egale. Această egalitate numerică implică deci în primul rînd *ipoteza mișcării geodetice* sau ceea ce s-a numit *principiul slab al echivalenței*; acest principiu face posibilă declanșarea coerentă a întregului formalism matematic al relativității generale.

Teoria lui Einstein se sprijină însă pe așa-numitul *principiu tare al echivalenței*, care spune mult mai mult decît cel slab; el afirmă că legile fizicii pe care le observăm într-un laborator care cade liber într-un cîmp gravitațional sînt absolut aceleași (nu numai forma matematică, dar și rezultatele cantitative, numerice) cu cele pe care le observăm în orice alt loc în lipsa oricărui cîmp gravific. Deși acest principiu tare are în concepția lui Einstein aceeași motivație $m_i = m_g$, el reprezintă totuși o considerabilă lărgire a sensului fizic implicat direct de această egalitate. În discuția noastră anterioară am formulat pe larg opinia noastră critică cu privire la legitimitatea și oportunitatea unei asemenea extinderi (§ 5.1).

În cele ce urmează vom acorda o atenție sporită principiului slab al echivalenței, ale cărui consecințe au fost pe larg confirmate de gravitovortex, dar care, începînd cu acest stadiu al pledoariei noastre, intră în conflict (cel puțin în forma sa actuală) cu mișcarea cu expansiune-contracție, revelată de gravitovortex (9.95) și de datele de observație (mișcarea cometară). Aceste date de observație arată deosebit de concludent limitele de valabilitate ale principiului slab al echivalenței bazat pe egalitatea $m_i = m_g$, confirmată totuși cu cea mai mare precizie prin experimentele actuale de tipul Eötvös. *Concluzia care se impune cu necesitate este aceea că asemenea experiențe nu reprezintă o bază suficientă pentru afirmarea deplină a principiului de echivalență.*

În § 5.1 noi am demonstrat deja că prezumția $m_i = m_g$ este aproximativă, nu atît în sens matematic, numeric, cît în sens fizic: ea presupune automat și exclusiv un univers *pur gravitațional*, mai exact, un univers gravitațional newtonian, care exclude practic orice alte interacțiuni posibile între corpuri (de exemplu, interacțiunile electromagnetice); aceasta se vede clar și din faptul că spre deosebire de relativitatea restrînsă, *procedeele* relativității generale nu au putut fi aplicate în nici un alt domeniu al fizicii în afara domeniului gravitațional. Premisa $m_i = m_g$ exclude, în particular, orice legi de forțe corective la legea gravitației a lui Newton, deși, așa cum am văzut, legile corective introduse de gravitovortex nu numai că regăsesc efectele cele mai specifice ale mișcării conform relativității generale, dar permit dezvoltarea și exploatarea în continuare a acestor efecte (de exemplu raza gravitovortex). Respingînd gravitovortexul ca teorie a gravitației nu apărăm rezultatele mai vechi sau mai noi ale teoriei gravitației sau buna concordanță dintre datele de calcul și observație, care se regăsesc integral în gravitovortex, ci

apărăm de fapt numai procedeul matematic prin care relativitatea generală ajunge la aceste rezultate.

Vom demonstra în cele ce urmează că experimentele moderne de tipul Eötvös (Dicke, Braginski-Panov etc.) nu reprezintă o bază suficientă pentru afirmarea deplină a principiului de echivalență și, în consecință, a procedeului matematic relativist. Mai concret, vom demonstra că chiar dacă asemenea experimente ar confirma cu orice precizie imaginabilă egalitatea $m_i = m_g$, acest rezultat nu ar putea exclude mișcarea nongeodetică rezultată din gravitovortex și din observarea mișcării reale a cometelor și a altor corpuri cerești. Pe scurt, vom demonstra că *limita reală de valabilitate a principiului slab de echivalență este de fapt cu mult mai joasă decît aceea oferită de rezultatele experimentelor de tipul Eötvös.*

9.5. MECANICA CU *G* VARIABIL

9.5.1. Experimentele de tipul Eötvös și mișcarea nongeodetică

La fel ca pentru oricare alt cîmp de forțe și în cazul cîmpului gravitațional putem distinge „trei tipuri de masă" [19]. Astfel masa inerțială m^i este cantitatea care intră în membrul doi al celei de a doua legi a lui Newton, $F = ma$ și care este definită de această lege, masa gravitațională pasivă, m^p este cea asupra căreia acționează cîmpul gravitațional definit de legea gravitației a lui Newton, în sfîrșit, masa activă, m^a, care este sursa cîmpului gravitațional și care intră, de exemplu, în ecuația lui Poisson. Să analizăm ceva mai în detaliu aceste aspecte ale masei corpurilor.

Masa inerțială a unui corp, m^i, este egală cu forța aplicată împărțită la accelerația pe care o capătă corpul sub acțiunea acestei forțe. Unitatea de forță poate fi definită, de exemplu, ca forța produsă de un arc standard, atunci cînd el este comprimat cu o cantitate unitate. Deci în interacțiunea dintre două corpuri, dacă forța corpului 1 este egală în mărime, dar opusă în direcție, față de cea a corpului 2, atunci putem scrie

$$\frac{\ddot{x}_1}{\ddot{x}_2} = -\frac{m_2^i}{m_1^i}, \tag{9.98}$$

unde $\ddot{x}_1$ este accelerația corpului 1 și m_1^i este masa sa inerțială, iar $\ddot{x}_2$ și m_2^i, mărimile corespunzătoare corpului 2.

Raportul dintre *masa pasivă* m_1^p a particulei 1 și masa pasivă m_2^p a corpului 2 poate fi definit astfel

$$\frac{m_1^p/m_1^i}{m_2^p/m_2^i} = \frac{\ddot{x}_1}{\ddot{x}_2}, \tag{9.99}$$

unde m_1^i și m_2^i sînt masele inerțiale definite mai sus, iar $\ddot{x}_1$ și $\ddot{x}_2$ sînt accelerațiile pe care fiecare dintre cele două corpuri le capătă atunci cînd sînt plasate alternativ în același punct al unui cîmp gravitațional standard.

Masa activă este o măsură a capacității unui corp de a exercita forța gravitațională asupra altui corp. Dacă atunci cînd o particulă de probă este plasată la o distanță r dată de corpul 1, ea capătă accelerația $\ddot{x}(1)$, datorită acțiunii gravitaționale a acestui corp și dacă la aceeași distanță de corpul 2

accelerația sa este $\ddot{x}(2)$, atunci raportul dintre masa activă a corpului 1 și masa activă a corpului 2 poate fi definit astfel

$$\frac{m_1^a}{m_2^a}=\frac{\ddot{x}(1)}{\ddot{x}(2)}. \qquad (9.100)$$

Se înțelege că această relație este verificată indiferent de faptul că considerăm forța gravitațională newtoniană sau forța gravitovortex.

Legea a treia, care afirmă că suma forțelor într-un sistem închis este zero, a fost calificată de Mach (cap. 5) drept cea mai generală dintre legile lui Newton. În cazul gravitovortexului forța exercitată asupra corpului 1 de către corpul 2 este $F_1 = G_2 m_1^p m_2^a/r^2$ și forța exercitată asupra corpului 2 de către corpul 1 este $F_2 = G_1 m_2^p m_1^a/r^2$, unde G_1 și G_2 depind eventual de mișcarea celor două corpuri conform cu (9.95), respectiv de „natura" lor. Din legea a treia a lui Newton rezultă

$$\frac{G_2}{G_1}\frac{m_1^p}{m_1^a}=\frac{m_2^p}{m_2^a}, \qquad (9.101)$$

sau

$$S_{12}=\frac{m_1^p}{m_1^a}-\frac{m_2^p}{m_2^a}\neq 0. \qquad (9.102)$$

În teoria newtoniană a gravitației avem $G_1 = G_2 = G_0$ astfel încît se presupune automat aici că

$$\frac{m_1^p}{m_1^a}=\frac{m_2^p}{m_2^a}. \qquad (9.103)$$

Principiul slab al echivalenței afirmă că un corp material plasat într-un cîmp gravitațional suferă o accelerație independentă de „natura" sa. Această ipoteză, combinată cu ecuația (9.99), implică egalitatea

$$\frac{m_1^p}{m_1^i}=\frac{m_2^p}{m_2^i}, \qquad (9.104)$$

care nu este aceeași cu ecuația (9.103). Egalitatea $m_i = m_g$, ca fundament al teoriei relativității generale, implică satisfacerea *deplină și simultană* a ecuațiilor (9.103) și (9.104). Datorită principiului de execuție însuși a experimentelor de tipul Eötvös acestea nu pot însă verifica decît o relație de tipul (9.104). Astfel celebrul experiment executat de Roll, Krotkov și Dicke [180], considerat ca o confirmare majoră a bazelor relativității generale, în care s-a utilizat ca materiale de comparație aurul și aluminiul, a stabilit cu o certitudine de 95% că

$$\left|\frac{m_{Al}^i}{m_{Al}^p}-\frac{m_{Au}^i}{m_{Au}^p}\right| < 3\cdot 10^{-11}. \qquad (9.105)$$

După cum se vede, precizia experimentului este într-adevăr foarte mare. Se spune că Panov și Braginski au ridicat această precizie la valoarea $(0{,}3\pm0{,}9)\cdot 10^{-12}$ și că experimente și mai precise sînt în curs de elaborare. Din cele discutate mai sus rezultă însă că această cheltuială masivă de fonduri și inteligență pentru ridicarea tot mai sus a preciziei experimentelor de tipul Eötvös pare cu totul nejustificată: *ea nu verifică decît una din cele două*

condiții sine qua non ale fundamentului relativist $m_i = m_g$ *și anume condiția* $m^i = m^p$, *lăsînd fără răspuns cealaltă condiție* $m^p = m^a$.

Se afirmă că experimentele moderne de tipul Eötvös servesc în mod specific pentru confirmarea principiului slab al echivalenței, dar această afirmație nu pare decît pe jumătate adevărată. Jumătatea adevărată ar fi aceea că dacă $m^i = m^p$, atunci, conform cu (9.99), accelerațiile sînt într-adevăr independente de masa pasivă a corpurilor, cealaltă jumătate ar fi aceea că principiul slab al echivalenței presupune mișcarea independentă de „natura" corpurilor (adică de masa grea a acestora) și nu numai de masa lor pasivă. Dacă forța de atracție gravitațională a unui corp ar crește atunci cînd corpul se află în mișcare (de exemplu, cînd corpul se rotește în jurul axei proprii!) evident ar crește masa sa activă, care, conform cu definiția de mai sus, este o măsură a capacității corpului de a exercita forță gravitațională, în timp ce masa sa pasivă rămîne constantă.

În mod concret dorim să subliniem faptul că principiul slab al echivalenței nu este un simplu *motto* pe frontispiciul relativității generale, al cărui adevăr general poate fi verificat în cîteva situații particulare date, ci este efectiv și poate într-o măsură cu mult mai mare decît principiul tare al echivalenței, un permanent instrument de lucru: el permite declanșarea întregului formalism matematic al teoriei relativității generale. Dar pentru ca o astfel de declanșare să fie efectiv valabilă mai este necesară îndeplinirea unei alte condiții *sine qua non:* $G = G_0 =$ const, care, conform cu (9.102), implică direct condiția $m^p = m^a$. În teoria relativității generale masa gravitațională activă totală a unui sistem static este definită prin mărimea Gm_a unde m_a este masa gravitațională activă newtoniană și deci *orice eventuală variație a masei active* $\Delta m_a/m_a$ *este echivalentă cu o variație* $\Delta G/G$.

Prin urmare, oricum am întoarce lucrurile ajungem la concluzia inevitabilă că pentru a verifica cu adevărat principiul slab al echivalenței, respectiv valabilitatea ipotezei mișcării geodetice, experimentele de tipul Eötvös nu sînt suficiente (oricare ar fi precizia pe care el ar putea-o atinge cîndva), mai trebuie verificată în egală măsură și valabilitatea relației (9.103). Putem înțelege ușor că experimentul prin care o astfel de verificare devine posibilă va trebui să fie de tipul Cavendish. *Precizia de verificare a ipotezei mișcării geodetice va fi, prin forța lucrurilor, precizia minimă realizată în experimentele Eötvös și Cavendish considerate împreună.*

Se va ridica probabil obiecția că pe baza experimentului său de tipul Eötvös, Dicke a putut să elaboreze coerent teoria scalar-tensorială care operează cu un G variabil. La o analiză mai atentă putem observa totuși că necesitatea verificării experimentale concomitente a ecuațiilor (9.101) sau (9.104) nu este eliminată nici în acest caz, ci este numai escamotată. Într-adevăr, introducînd în relativitatea generală cîmpul suplimentar scalar λ, Brans și Dicke fac ipoteza suplimentară că masa tuturor corpurilor materiale depinde în același fel de un astfel de cîmp și anume conform relației (9.11). În felul acesta, ei nu fac altceva decît să înlocuiască ipoteza (9.103) cu o altă ipoteză, echivalentă, a cărui verificare directă urmează abia să fie făcută cîndva. În treacăt fie spus, această ipoteză implică în teoria scalar-tensorială o foarte slabă variație a „constantei" gravitaționale cu distanța, cu mult prea slabă pentru a putea explica, de exemplu, mișcarea heliocentrică a cometelor: o reducere la jumătate a distanței Soare-Pămînt implică automat o *scădere* a „constantei" gravitaționale cu numai $1/10^8$ din valoarea G_0. În plus această variație se află direct în contradicție cu mișcarea cu expansiune,

contracţie observată a cometelor, care implică direct o *creştere* a „constantei" gravitaţionale în direcţia Soarelui.

Aşadar, pentru verificarea deplină a principiului mişcării geodetice va trebui să verificăm cu toată atenţia comportarea reală a relaţiei

$$S_{12} = \frac{m_1^a}{m_1^p} - \frac{m_2^a}{m_2^p}, \tag{9.106}$$

unde S_{12} poate fi diferit de zero şi poate depinde eventual de cele două tipuri de materiale, dar nu şi de cantitatea lor. Această valoare afectează direct „constanta" gravitaţională G, măsurată — aşa cum am arătat anterior — printr-un experiment Cavendish; dacă $S_{12} \neq 0$ atunci G apare diferit pentru diferite substanţe.

Să măsurăm rotaţia axei bilelor mici, θ, într-un asemenea experiment Cavendish

$$\theta = k m_1^a m_2^p G, \tag{9.107}$$

unde k este calculat din geometria experimentului, m_1^a este masa activă a bilelor mari, m_2^p masa pasivă a bilelor mici şi G constanta gravitaţională. Rezultă

$$G = \frac{\theta}{k m_1^a m_2^p}. \tag{9.108}$$

În toate experimentele prezentate anterior, G nu a fost calculat utilizînd această relaţie, ci mai degrabă relaţia

$$G = \frac{\theta}{k m_1^p m_2^p} = G^E. \tag{9.109}$$

Prin substituţie, aceasta devine

$$G^E = \frac{k m_1^a m_2^p}{k m_1^p m_2^p} G_0 = \frac{m_1^a}{m_1^p} G_0 \tag{9.110}$$

unde G_0 este o constantă adevărată, care nu trebuie să varieze de la un material la altul; G^E depinde direct de materialul folosit pentru confecţionarea bilelor mari.

Dacă în două experimente Cavendish se obţin cu două materiale diferite două rezultate diferite, G_1^E şi G_2^E, atunci

$$\frac{G_1^E}{G_0} - \frac{G_2^E}{G_0} = \frac{m_1^a}{m_1^p} - \frac{m_2^a}{m_2^p} = \frac{\Delta G}{G_0} = S_{12}. \tag{9.111}$$

L. Kreuzer [120] arată explicit că aceasta ar putea explica valorile foarte diferite, obţinute în diversele experimente Cavendish pentru valoarea G^E. În toate aceste experimente nu s-a pus la îndoială în nici un fel valabilitatea absolută a legii gravitaţiei a lui Newton şi, în consecinţă, s-a presupus *anticipat* că $S_{12} = 0$. Experimentatorii au determinat masa bilelor prin cîntărire, deoarece acesta a fost modul cel mai simplu de a o face. Forţa de atracţie gravitaţională dintre două corpuri în cazul în care unul din corpuri este mult mai masiv decît celălalt (problema lui Dumbell) este proporţională cu *masa pasivă* a corpului mic; cînd un corp este cîntărit se măsoară forţa exercitată de Pămînt asupra sa, deci se măsoară masa sa pasivă.

Din rezultatele unui mare număr de experiențe Cavendish, pe care le-am prezentat în § 9.3 și care au fost făcute într-o perioadă de circa 200 de ani, în condiții foarte diferite, cu materiale diferite și de către experimentatori diferiți, rezultă, așa cum am văzut, următoarea valoare globală

$$S_{12} = \frac{\Delta G}{G_0} \leqslant 10^{-3}. \tag{9.112}$$

În anul 1966 L. Kreuzer a executat în Statele Unite un experiment specific de mare finețe [120] al cărui rezultat a devenit curînd o dată de referință în literatura de specialitate: el a dovedit, utilizînd ca materiale de comparație bromul și fluorul, că

$$S_{12} = \left| \frac{m^a_{Br}}{m^p_{Br}} - \frac{m^a_F}{m^p_F} \right| \leqslant 5 \cdot 10^{-5}. \tag{9.113}$$

Conform cu discuția noastră de mai sus, *aceasta* este deocamdată limita reală de valabilitate a principiului mișcării geodetice și, respectiv, a relativității generale, limită în afara căreia putem discuta „oficial" despre posibilitatea mișcării nongeodetice. Desigur combinația fluor-brom utilizată în experimentul lui Kreuzer reprezintă puțin în raport cu marea varietate de materiale existente în natură și cu combinațiile imaginabile ale acestor materiale. Să nu uităm, de asemenea, semnificația cosmică reală a „constantei" gravitaționale pe care am discutat-o anterior și nici faptul că executăm experimentele noastre pe Pămînt, adică în niște condiții cosmice nu tocmai revelatoare din acest punct de vedere. Este totuși interesant și poate semnificativ faptul că cvasitotalitatea mișcărilor dizidente ale cometelor se înscriu în limitele indicate de experimentul executat de Kreuzer, așa cum vom vedea în capitolul următor.

Să prevenim o eventuală neînțelegere. Relativitatea generală impune *sine qua non* mișcarea geodetică și respinge automat mișcarea nongeodetică, adică mișcarea în funcție de „natura" substanței. *Gravitovortexul, ca teorie a gravitației, nu impune apriori nici una dintre aceste două mișcări, el este numai compatibil cu oricare dintre ele (§ 9.4)* cu singura condiție ca mișcarea considerată să fie reală. Pentru acest motiv, ca și pentru multe altele discutate anterior, gravitovortexul nu este, nu poate fi, o teorie rivală a relativității generale, ci numai o teorie mai generală decît aceasta. Generalizarea deplină a sistemelor inerțiale, obținută în gravitovortex, nu este legată în nici un fel de condiția restrictivă fundamentală a relativității generale $m_i = m_g$.

Vom analiza în cele ce urmează cîteva dintre consecințele teoretice ale mișcării *nongeodetice*, ale „mecanicii cu G variabil", înainte de a trece la analiza propriu-zisă a mișcării cometare.

9.5.2. Consecințele mișcării gravitaționale cu G variabil

Dacă $S_{12} = \Delta G/G_0 = 0$ pentru toate combinațiile de corpuri, atunci avem o mecanică uzuală, mecanica gravitațională newtoniană cu $G = G_0 = \text{const}$, ale cărei caracteristici principale le-am analizat pe larg. Vom analiza acum, comparativ, modificarea acestor caracteristici principale ale mecanicii clasice în ipoteza că $S_{12} \neq 0$. Pentru a înlătura orice suspiciune *vom presupune rezultatele experimentelor de tipul Eötvös, $m^i = m^p$, valabile cu orice grad de precizie.* De asemenea vom presupune în calculele care urmează, pentru simplitatea scrierii, că $G_0 = \text{const} = 1$.

Să considerăm cazul a N particule de masă m_i^p și m_i^a *interacționînd gravitațional*, conform legii lui Newton. Ecuația de mișcare a unei particule i va fi

$$m_i^p \ddot{\mathbf{x}}_i = m_i^p \sum_{j=i} \frac{m_j^a}{r_{ij}^3} \mathbf{r}_{ij}, \tag{9.114}$$

sau

$$\ddot{\mathbf{x}}_i = \sum_{j=i} \frac{m_j^a}{r_{ij}^3} \mathbf{r}_{ij}, \tag{9.115}$$

unde $\ddot{\mathbf{x}}_i$ este accelerația particulei i; în acest caz mișcarea va fi influențată după cum se vede numai de masa activă a particulelor. Din legile generale de conservare ale mecanicii discutate anterior și din ecuația (9.115) vom putea scrie, pentru cazul cel mai simplu a două particule 1 și 2, următoarele legi de conservare a energiei, impulsului și momentului cinetic, în cazul particular al mișcării pur gravitaționale

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{m_1^a \dot{\mathbf{x}}_1^2}{2} + \frac{m_2^a \dot{\mathbf{x}}_2^2}{2} - \frac{m_1^a m_2^a}{r_{12}}\right) = 0, \tag{9.116}$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(m_1^a \dot{\mathbf{x}}_1 + m_2^a \dot{\mathbf{x}}_2) = 0, \tag{9.117}$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(\mathbf{r}_1 \times \dot{\mathbf{x}}_1 m_1^a + \mathbf{r}_2 \times \dot{\mathbf{x}}_2 m_2^a) = 0. \tag{9.118}$$

Să considerăm acum, așa cum este cazul în gravitovortex, că în afara forței gravitaționale newtoniene mai acționează asupra particulelor și o altă forță gravitațională „suplimentară", care derivă dintr-un potențial (sistemul va rămîne deci în continuare conservativ). Ecuațiile de mișcare se vor scrie acum astfel

$$m_1^p \ddot{\mathbf{x}}_1 = \frac{m_1^p m_2^a}{r_{12}^3} \mathbf{r}_{12} - \nabla_1 \Phi, \tag{9.119}$$

$$m_2^p \ddot{\mathbf{x}}_2 = \frac{m_2^p m_1^a}{r_{12}^3} \mathbf{r}_{12} - \nabla_2 \Phi, \tag{9.120}$$

unde

$$\Phi = \Phi(|r_1 - r_2|) \tag{9.121}$$

și

$$\nabla_1 \Phi + \nabla_2 \Phi = 0, \tag{9.122}$$

sau

$$m_1^p \ddot{\mathbf{x}}_1 = \frac{m_1^p m_2^p}{r_{12}^3} \frac{m_2^a}{m_2^p} \mathbf{r}_{12} + \nabla_1 \Phi, \tag{9.123}$$

$$m_2^p \ddot{\mathbf{x}}_2 = \frac{m_1^p m_2^p}{r_{12}^3} \frac{m_1^a}{m_1^p} \mathbf{r}_{12} + \nabla_2 \Phi. \tag{9.124}$$

Multiplicînd ecuaţia (9.123) cu $\dot{\mathbf{x}}_1$ şi (9.124) cu $\dot{\mathbf{x}}_2$ şi adunînd rezultatele, obţinem

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{m_1^p\dot{\mathbf{x}}_1^2}{2}+\frac{m_2^p\dot{\mathbf{x}}_2^2}{2}-\frac{m_1^a m_2^p + m_2^a m_1^p}{2r}\right)+\Phi=$$

$$=S_{12}\frac{m_1^p m_2^p}{r^2}\frac{\dot{\mathbf{x}}_1+\dot{\mathbf{x}}_2}{2}\cdot\nabla_2. \tag{9.125}$$

Partea stîngă a ecuaţiei (9.125) poate fi considerată derivata în raport cu timpul a energiei sistemului. Spre deosebire de cazul similar din mecanica uzuală (9.106), această derivată nu mai este nulă acum, adică *energia nu mai este constantă în raport cu timpul*, chiar într-un sistem conservativ adică în acel sistem în care forţele derivă dintr-o funcţie de forţă. Aceasta se întîmplă dacă

$$\left|S_{12}(\dot{\mathbf{x}}_1+\dot{\mathbf{x}}_2)\cdot\nabla_2\frac{m_1^p m_2^p}{r^2}\right|>0 \tag{9.126}$$

şi, cum putem face întotdeauna ca

$$|(\dot{\mathbf{x}}_1+\dot{\mathbf{x}}_2)\cdot\mathbf{r}|>0, \tag{9.127}$$

vom avea o abatere de la mecanica gravitaţională newtoniană dacă

$$\left|S_{12}\frac{m_1^p m_2^p}{r^2}\right|>\left|S_{12}\frac{G_0 m_1^p m_2^p}{r^2}\right|>0, \tag{9.128}$$

unde am reintrodus mărimea $G_0 \neq 1$.

Acesta este un rezultat absolut general; dacă o mişcare dată satisface relaţia (9.128) legea conservării energiei din mecanica gravitaţională newtoniană este încălcată. Pentru a vedea ce reprezintă în mod concret această relaţie să introducem acolo mărimea cunoscută $S_{12}=\Delta G/G_0=(G-G_0)/G_0=f$

$$\left|S_{12}\frac{G_0 m_1^p m_2^p}{r^2}\right|=\left|f\frac{G_0 m_1 m_2}{r^2}\right|=|fF_N|=|F_v|\neq 0. \tag{9.129}$$

Dacă ne amintim că forţa centrală gravitaţională în gravitovortex este dată de relaţia

$$F=F_N+F_v=F_N(1+f)=\frac{G_0 m_1 m_2}{r^2}(1+f), \tag{9.130}$$

observăm că relaţia (9.128) nu reprezintă de fapt altceva decît condiţia *explicită* de existenţă a forţei suplimentare F_v a gravitovortexului.

Prezenţa efectivă a acestei forţe reale nu ar putea să conducă numai la încălcarea legii conservării energiei mişcării gravitaţionale newtoniene, ci la încălcarea tuturor legilor sale de conservare, adică şi a legii conservării impulsului şi a legii conservării momentului cinetic. Într-adevăr, adunînd între ele relaţiile (9.123) şi (9.124) obţinem

$$m_1^p\ddot{\mathbf{x}}_1+m_2^p\ddot{\mathbf{x}}_2=\frac{m_1^p m_2^p}{r_{12}^3}\left(\frac{m_2^a}{m_2^p}\mathbf{r}_{12}+\frac{m_1^a}{m_1^p}\mathbf{r}_{21}\right), \tag{9.131}$$

sau

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(m_1^p\dot{\mathbf{x}}_1+m_2^p\dot{\mathbf{x}}_2)=S_{12}\frac{m_1^p m_2^p}{r_{12}^3}\mathbf{r}_{12}. \tag{9.132}$$

Rezultă că şi legea de conservare a impulsului din mişcarea gravitaţională newtoniană va fi încălcată şi această încălcare se produce explicit datorită forţei „suplimentare" $\mathbf{F}_v(\mathbf{F}_v > 0)$ a gravitovortexului.

Momentul cinetic poate fi investigat dacă considerăm produsele vectoriale dintre $\mathbf{x}_1$ şi ecuaţia (9.123), $\mathbf{x}_2$ şi ecuaţia (9.124) şi adunăm rezultatele

$$m_1^p \mathbf{x}_1 \times \ddot{\mathbf{x}}_1 + m_2^p \mathbf{x}_2 \times \ddot{\mathbf{x}}_2 = \frac{m_1^p m_2^p}{r^3}\left(\frac{m_2^a}{m_2^p}\mathbf{x}_1 \times \mathbf{r}_{12} + \frac{m_1^a}{m_1^p}\mathbf{x}_2 \times \mathbf{r}_{21}\right) + $$
$$+ (\mathbf{x}_1 \times \nabla_1 \Phi) + (\mathbf{x}_2 \times \nabla_2 \Phi). \qquad (9.133)$$

Simplificînd în această relaţie obţinem în final

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(m_1^p \mathbf{x}_1 \times \dot{\mathbf{x}}_1 + m_2^p \mathbf{x}_2 \times \dot{\mathbf{x}}_2) =$$
$$= S_{12}\frac{m_1^p m_2^p}{r^3}\frac{\mathbf{x}_1 + \mathbf{x}_2}{2} \times \mathbf{r}_{21}. \qquad (9.134)$$

Rezultă deci că şi legea de conservare a momentului cinetic va fi încălcată şi că această încălcare este produsă explicit de prezenţa forţei reale $\mathbf{F}_v(\mathbf{F}_v > 0)$ a gravitovortexului respectiv a unei variaţii $S_{12} = \Delta G/G_0 \neq 0$.

Cineva foarte vigilent, dar care nu este prea atent la discuţia noastră, ne-ar putea apostrofa astfel: „Dumneavoastră faceţi evident o greşeală elementară, confundaţi aici două noţiuni distincte, aceea de sistem mecanic închis sau izolat, pentru care sînt valabile legile de conservare, şi aceea de sistem mecanic deschis sau cu legături, pentru care aceste legi nu mai sînt valabile!"

Prezumtivul nostru interlocutor are desigur în minte cîteva formule matematice uzuale şi o interpretare mai mult decît convenţională a acestor formule. Iată formulele incriminate, care ţin cont şi de influenţa forţelor „exterioare" sistemului închis considerat.

1. Ecuaţia energiei totale

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\frac{\partial E}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial E}{\partial q_i} = Q_i \qquad (i = 1, 2, \ldots, s), \qquad (9.135)$$

unde E este energia cinetică a sistemului mecanic, iar Q_i este forţa generalizată

$$\mathbf{Q}_i = \sum_s \mathbf{F}_s \frac{\partial \mathbf{r}_s}{\partial q_i}, \qquad (9.136)$$

unde $\mathbf{F}_s$ reprezintă forţele „exterioare" şi $\mathbf{r}_s$ vectorii de poziţie ai punctelor lor de aplicaţie.

2. Ecuaţia impulsului total

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\sum_s \mathbf{p}_s = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\sum_s (m_s \dot{\mathbf{r}}_s) = \sum_s \mathbf{F}_s, \qquad (9.137)$$

unde m_s reprezintă masa uneia din cele N particule ale sistemului mecanic considerat.

3. Ecuaţia momentului cinetic total

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\sum_s \mathbf{r}_s \times \mathbf{p}_s = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\sum_s \mathbf{r}_s \times m_s \dot{\mathbf{r}}_s = \sum_s (\mathbf{r}_s \times \mathbf{F}_s). \qquad (9.138)$$

Comparînd aceste ecuații cu ecuațiile (9.73), (9.82) și (9.84) observăm că diferența dintre ele este datorată numai acțiunii forțelor „exterioare" $\mathbf{F}_s$; dacă aceste forțe nu există ($F_s = 0$) ecuațiile devin corespunzător identice. Prin urmare, dintr-o astfel de comparație putem doar să tragem concluzia că forța $\mathbf{F}_v$ este „exterioară" sistemului închis newtonian, dar aceasta nu creează nici un fel de confuzie deoarece ecuațiile (9.135), (9.137) și (9.138) sînt echivalente cu ecuațiile (9.125), (9.132) și (9.134).

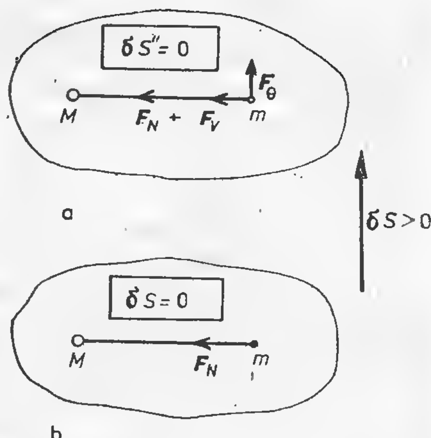
Confuzia elementară de care vorbește interlocutorul nostru s-ar putea să apară tocmai în definirea concretă a unui sistem mecanic închis sau izolat și mai ales în înțelegerea corectă a semnificației acestei noțiuni generale. Înseamnă oare acesta un sistem închis de jur împrejur de o peluză de gazon sau de un gard de fier forjat? Ori poate învăluit de o foaie de material plastic sau de o subtilă suprafață matematică impenetrabilă oricărei interacțiuni exterioare? Desigur oricare din aceste îngrădiri impuse sistemului mecanic pot să-l izoleze într-un anume sens, adică să-l transforme într-un sistem închis pentru cazul specific al unei probleme mecanice date. Ele sînt de fapt niște limitări fizice sau matematice, niște *constrîngeri*, pe care le putem impune sistemului în scopul de a rezolva anumite probleme concrete.

Există însă și altfel de limitări. În cazul sistemului mecanic al celor N particule materiale considerat mai sus am presupus că ele interacționează *numai* gravitațional, prin urmare, am considerat un sistem închis idealizat, care exclude forțe reale dintre particule, așa cum ar fi forțele de coeziune moleculară sau electrică, intramoleculare sau intraatomice. Am creat deci un sistem mecanic S închis, pur gravitațional, coerent desigur din punct de vedere matematic, dar simplificat din punct de vedere fizic. Mai mult, și aceasta este de fapt problema noastră, în acest sistem am presupus *apriori* că acționează *numai* forța gravitațională newtoniană. Această ultimă constrîngere nu este impusă de anumite necesități specifice rezolvării unei probleme date, *ea este impusă de teoria actuală a gravitației* unanim acceptată, mai exact, de eventualele limite ale acestei teorii.

Dar dacă această teorie neglijează o forță gravitațională reală așa cum este forța gravitovortex $\mathbf{F}_v$? Aceasta înseamnă că forța reală $\mathbf{F}_v$ apare în raport cu sistemul închis newtonian S ca o forță „exterioară" și desigur ea conduce la încălcarea generală a legilor de conservare stabilite în raport cu sistemul suprasimplificat S, așa cum ne arată în general chiar ecuațiile (9.135), (9.137) și (9.138) și în mod concret, specific, demonstrația noastră de mai sus. Ce confuzie se face aici? Probabil numai aceea că se consideră sistemul închis newtonian ca un sistem perfect valabil din punct de vedere fizic, dar în condițiile anilor noștri aceasta nu mai este propriu-zis o confuzie, ci o adevărată prejudecată.

Din punctul său de vedere specific, teoria relativității conduce direct la reconsiderarea acelorași legi de conservare care au fost deduse, așa cum am văzut, din considerarea uniformității timpului și a omogenității și izotropiei spațiului (newtonian). Aceste proprietăți, spune Einstein, sînt caracteristice *numai* sistemelor de referință inerțiale, galileiene, adică acelor sisteme în care este valabilă teoria gravitației, a lui Newton; în raport cu un sistem de referință arbitrar, spațiul este neomogen și anizotrop, iar timpul neuniform. Lărgind clasa sistemelor inerțiale galileiene în modul cunoscut, relativitatea generală lărgește de fapt limitele sistemului închis newtonian S, creînd un alt sistem închis, dar mai larg, S', în care vechile legi de conservare nu mai pot fi, evident, valide.

Fig. 68. *a* — sistem închis gravitovortex, S''; *b* — sistem închis newtonian, S. Prin trecerea de la S la S'' forma ecuației de mișcare rămîne invariantă, dar legile de conservare ale mișcării sînt încălcate. Această încălcare este datorată neglijării forțelor „suplimentare" gravitovortex, dar poate fi interpretată (formal) și ca o defecțiune a principiului variațional ($\delta S > 0$), adică ca o defecțiune a mecanicii clasice (a se vedea mecanica cuantică, § 11.2).



Generalizarea deplină a sistemelor de referință inerțiale, obținută în gravitovortex, înseamnă de fapt o nouă lărgire a vechiului sistem închis newtonian, S, și crearea unui nou sistem gravitațional închis, S'', care apare „exterior" sistemului S (fig. 68). În raport cu sistemul S'' legile de conservare ale sistemului S vor fi evident încălcate și această încălcare este datorată, așa cum am demonstrat mai sus, forțelor „suplimentare" gravitovortex, fără ca prin aceasta să se încalce legile generale de conservare *ale mecanicii, adică înseși principiile generale de conservare*. Dealtfel ar fi greu de înțeles cum poate teoria actuală a gravitației să afirme coerent conservarea energiei mișcării gravitaționale, atîta timp cît ea ignoră o forță gravitațională reală ca forța gravitovortex $\mathbf{F}_v$, revelată de multe, foarte multe fenomene observabile și măsurabile.

Am subliniat în repetate rînduri și în diverse ipostaze deplina echivalență dintre procedeul relativist de a studia fenomenul gravitațional și procedeul clasic utilizat de gravitovortex. Mai mult, am demonstrat explicit faptul că formalismului matematic al relativității generale care acționează în „spațiul" riemannian îi corespund — în spațiul fizic — forțele suplimentare $\mathbf{F}_v$ și $\mathbf{F}_\theta$ ale gravitovortexului. Această deplină echivalență relativist $\leftrightarrows$ clasic despre care am vorbit pe larg în § 4.3.1 o putem regăsi în mod concret în toate etapele majore ale discuției noastre.

Din păcate, această deplină reversibilitate se oprește, așa cum am văzut, în pragul mișcării nongeodetice, mișcare ratificată de experiență și observație. Această limită nu este însă impusă de gravitovortex, ci de principiul relativist de echivalență, care limitează *ab initio* categoriile mișcărilor gravitaționale. Nu putem exclude posibilitatea ca printr-o reformulare adecvată a principiului relativist fundamental al mișcării, deplina echivalență a celor două procedee diferite de a studia același fenomen fizic, cel relativist și cel clasic, să fie, din nou, restabilită. Există deja tentative promițătoare în acest sens*.

Așadar, reconsiderarea vechiului sistem închis newtonian, adică „deschiderea" lui pentru a îngloba noi forțe gravitaționale impuse de rezultatele observațiilor și măsurătorilor, nu poate fi etichetată drept confuzie decît de cei care se închid cu bună știință în cercul restrîns al vechilor reprezentări; în acest sens lucrarea de față abundă în asemenea „confuzii". Oricum, se poate observa ușor că ele apar numai în raport cu teoria gravitației newtoniene,

---

* Simpozion de gravitație experimentală, 9—11 noiembrie, 1978, București.

dar nu şi în raport cu mecanica newtoniană, care, aşa cum am demonstrat în repetate rînduri, este cu mult mai generală decît această teorie a gravitaţiei. Sistemul închis S'' este perfect compatibil cu principiul variaţional şi cu proprietăţile caracteristice timpului şi spaţiului newtonian, dar el presupune explicit încălcarea legilor de conservare ale sistemului gravitaţional închis S, al lui Newton. Acesta nu este numai un punct de vedere ratificat de experienţă, dar şi un punct de vedere coerent, deoarece prin excluderea lui am putea fi conduşi de observaţii la teza infirmării a însăşi principiului variaţional.

Să urmărim mişcarea unei comete în jurul Soarelui şi să presupunem că din mişcarea ei observăm că energia mişcării nu se conservă. Trebuie să deducem de aici că este încălcat însuşi *principiul* conservării energiei confirmat de multiple experienţe de laborator? Cu alte cuvinte, trebuie să tragem concluzia că mişcarea cometei nu respectă condiţia (9.66) $dS = 0$, ci mai degrabă condiţia $\delta S \neq 0$ sau în particular, $\delta S > 0$, atribuind această situaţie unei defecţiuni a însuşi principiului variaţional, respectiv a însuşi fundamentului mecanicii? Desigur nu trebuie să tragem o astfel de concluzie, ci, mai degrabă, concluzia că *o forţă suplimentară neluată în consideraţie de teoria gravitaţiei provoacă o astfel de încălcare*. Lărgind apoi sistemul închis al teoriei gravitaţiei, S, într-un alt sistem închis S'' al unei teorii mai complete a gravitaţiei, aşa cum am procedat în gravitovortex, putem observa eventual că mişcarea cometei respectă într-adevăr condiţia fundamentală a principiului variaţional, $\delta S'' = 0$ şi legile de conservare corespunzătoare.

Trebuie să spunem că o asemenea „infirmare" a principiului variaţional, respectiv a mecanicii newtoniene, nu apare numai în mişcarea cometelor şi a corpurilor cereşti în general, ci şi în microcosmos, de exemplu, în mişcarea intraatomică a electronilor. M. Planck a fost acela care a revelat pentru prima dată (1905), prin a sa „cuantă de acţiune", $\Delta S > 0$, o astfel de comportare „stranie" a mişcării intraatomice; această descoperire a interzis pur şi simplu accesul mecanicii newtoniene în lumea atît de diversă a particulelor elementare şi a condus la crearea unei „mecanici noi", mecanica cuantică.

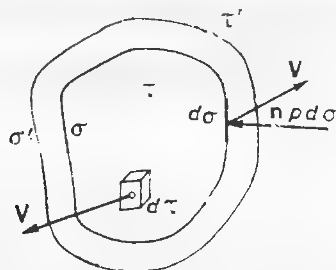
În capitolul 11 vom analiza mai în detaliu interesanta evoluţie a acestei interpretări $\Delta S > 0$ a mişcării în microcosmos şi rezultatele la care ea a condus. Deocamdată să mai rămînem în macrocosmos şi să analizăm în mod concret cum şi în ce condiţii are loc aici, de exemplu, încălcarea legii conservării energiei, încălcare presupusă de gravitovortex conform demonstraţiei anterioare.

9.5.3. Conservarea energiei, un caz cu totul particular al mişcării gravitaţionale

Din relaţia (9.127) se vede că dacă viteza rezultantă a particulei $(\dot{\mathbf{x}}_1 + \dot{\mathbf{x}}_2)$ este perpendiculară pe raza vectoare $\mathbf{r}$, adică dacă mişcarea este *circulară*, atunci conform cu (9.125) avem $E =$ const, adică mişcarea se face cu respectarea legii de conservare a energiei chiar în condiţiile $S_{12} \neq 0$. Se vede şi de aici, încă o dată, că în domeniul mişcării circulare gravitovortexul regăseşte cel mai direct consecinţele mişcării gravitaţionale newtoniene, sau invers, că teoria newtoniană regăseşte în modul cel mai direct consecinţele mişcării reale (§ 8.3). Din păcate nu se poate spune acelaşi lucru pentru toate categoriile posibile de mişcări gravitaţionale.

Să reamintim ceea ce înţelegem în mod concret prin energia totală a sistemului. Fie un volum (sistem) închis τ mărginit de suprafaţa σ (fig. 69)

Fig. 69. Schiță de calcul pentru ecuația energiei.



și să considerăm că într-un interval de timp dt volumul devine τ', adică se contractă sau se dilată. Lucrul mecanic exterior, efectuat de presiunea p în acest interval de timp va fi, ținînd seamă de formulele lui Gauss,

$$-\mathrm{d}t\int_{\sigma} p\mathbf{n}\mathbf{v}\,\mathrm{d}\sigma = \mathrm{d}t\int_{\tau} \nabla \cdot (p\mathbf{v})\,\mathrm{d}\tau, \tag{9.139}$$

de unde rezultă, pentru volumul elementar dτ, lucrul mecanic exterior $\mathrm{d}t\nabla(p\mathbf{v})\mathrm{d}\tau$.

În același interval de timp, energia internă E_0 a crescut cu dE_0 pe unitatea de masă, sau cu $\rho \mathrm{d}E_0 \mathrm{d}\tau$ pe masa conținută în elementul de volum. Considerînd apoi că viteza nu poate fi neglijată, creșterea energiei cinetice în intervalul de timp dt va fi dată de expresia

$$\rho \mathrm{d}\left(\frac{\mathbf{v}^2}{2}\right)\mathrm{d}\tau. \tag{9.140}$$

Aplicînd principiul conservării energiei și observînd că nu avem nici un schimb de căldură (ipoteza transformărilor adiabatice), vom avea

$$\mathrm{d}t\nabla \cdot (p\mathbf{v}) + \rho(\mathrm{d}E_0 + v\mathrm{d}v) = 0. \tag{9.141}$$

Mai departe, ținînd seama că pentru mișcarea permanentă ecuația de continuitate se reduce la

$$\mathrm{div}\,(\rho\mathbf{v}) = \nabla \cdot (\rho\mathbf{v}) = 0, \tag{9.142}$$

vom avea

$$\nabla \cdot (p\mathbf{v}) = \nabla \cdot \left(\frac{p}{\rho}\rho\mathbf{v}\right) = \frac{p}{\rho}\nabla \cdot (\rho\mathbf{v}) + \rho\mathbf{v} \cdot \nabla\left(\frac{p}{\rho}\right) =$$
$$= \rho\mathbf{v}\nabla\left(\frac{p}{\rho}\right) = \rho\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{p}{\rho}\right), \tag{9.143}$$

de unde, înlocuind în (9.141) și integrînd, rezultă cunoscuta ecuație a conservării energiei sau simplu *ecuația energiei*

$$E = \frac{p}{\rho} + E_0 + \frac{v^2}{2} = \mathrm{const.} \tag{9.144}$$

Aceasta este *energia totală* a sistemului, care trebuie să se conserve. Să observăm că această ecuație este independentă de condițiile mișcării în interior, de frecările interne, de vîrtejuri, sau de alte fenomene ireversibile, care duc la disipație de energie; singura condiție este ca masa de substanță conținută în

volumul τ să nu facă schimb de căldură cu exteriorul, adică transformarea să fie adiabatică.

Să considerăm acum ecuaţia generală a mişcării substanţei (Euler), care reprezintă fundamentul cîmpului gravitovortex

$$\mathbf{f} - \frac{1}{\rho} \nabla \mathrm{p} = \frac{\mathrm{d}\mathbf{v}}{\mathrm{d}t}, \tag{9.145}$$

unde $\mathbf{f}$ reprezintă forţa unitară (pentru unitatea de masă), pe care o vom scrie dezvoltat după proiecţia sa pe axa x, păstrînd notaţiile anterioare şi ţinînd cont că $\mathbf{f} = \mathbf{f}\ (X, Y, Z)$

$$X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z}. \tag{9.146}$$

Să efectuăm derivarea parţială în raport cu x a identităţii

$$\frac{\mathbf{v}^2}{2} = \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2), \tag{9.147}$$

adică

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mathbf{v}^2}{2} \right) = u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial x} \tag{9.148}$$

şi să scădem din ecuaţia de mişcare de mai sus (9.146) membrii acestei identităţi. După gruparea convenabilă a termenilor se obţine

$$X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mathbf{v}^2}{2} \right) = \frac{\partial u}{\partial t} + v \left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right) + w \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right), \tag{9.149}$$

sau, deoarece forţele masice $\mathbf{f}\ (X, Y, Z)$ derivă din potenţialul newtonian, $- U$ şi înlocuind parantezele care însoţesc pe v şi w cu $2\omega_z$ respectiv $2\omega_y$ (îndoitul componentelor după axe ale vectorului vîrtej), ecuaţia (9.149) devine

$$- \frac{\partial}{\partial x} \left(U + \frac{p}{\rho} + \frac{\mathbf{v}^2}{2} \right) = \frac{\partial u}{\partial t} + 2(w\omega_y - v\omega_z). \tag{9.150}$$

Transformări analoage se pot obţine prin permutări circulare şi pentru componentele după axele y şi z ale ecuaţiei (9.146).

Să considerăm cazul mişcării permanente, adică

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial w}{\partial t} = 0, \tag{9.151}$$

şi să înmulţim cele trei ecuaţii transformate cu $\mathrm{d}x$, respectiv cu $\mathrm{d}y$ şi $\mathrm{d}z$, şi apoi să le adunăm. În membrul întîi se obţine o diferenţială exactă, care se poate integra imediat, iar membrul al doilea se poate scrie sub forma unui determinant, astfel încît

$$- \mathrm{d} \left(U + \frac{p}{\rho} + \frac{\mathbf{v}^2}{2} \right) = \begin{vmatrix} \mathrm{d}x & \mathrm{d}y & \mathrm{d}z \\ \omega_x & \omega_y & \omega_z \\ u & v & w \end{vmatrix} \tag{9.152}$$

Se obține astfel o formă integrală a ecuației mișcării, din care putem trage cîteva concluzii interesante.

Observăm că dacă determinantul din membrul al doilea este nul, rezultă

$$E = U + \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} = \text{const.} \tag{9.153}$$

Această relație este identică cu relația (9.144), dacă prin energia internă a particulei înțelegem numai energia sa gravitațională, U, singura energie care intervine în discuția noastră.

În gravitovortex determinantul din membrul al doilea — în cazul general — nu este nul, astfel încît ipoteza uzuală a mișcării E = const nu poate fi valabilă decît în cîteva cazuri particulare. Să vedem care sînt aceste cazuri:

a) *Dacă vectorul vîrtej este nul,*

$$\omega_x = \omega_y = \omega_z = 0, \tag{9.154}$$

ne găsim în cazul mișcării într-un cîmp pur newtonian, deoarece anularea vectorului vîrtej în cîmpul gravitovortex conduce la acest cîmp. Regăsim astfel simplu mecanica gravitațională convențională și legea conservării energiei conform cu discuția noastră anterioară. În acest caz, constanta din membrul al doilea al ecuației (9.153) are aceeași valoare pentru tot cîmpul mișcării, iar viteza derivă dintr-o funcție de potențial φ. Putem scrie astfel

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x}; \quad v = \frac{\partial \varphi}{\partial y}; \quad w = \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \tag{9.155}$$

și

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right), \tag{9.156}$$

$$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right), \tag{9.157}$$

$$\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right). \tag{9.158}$$

Se poate integra în acest caz ecuația (9.150) chiar pentru o mișcare nepermanentă (adică funcție de timp) și obținem

$$U + \frac{p}{\rho} + \frac{\mathbf{v}^2}{2} + \frac{\partial \varphi}{\partial t} = f(t) = \text{„const"}. \tag{9.159}$$

În această ecuație constanta din membrul al doilea este o *constantă numai față de spațiu*, fiind totuși o funcție de timp. Am putea scrie ecuația (9.159) astfel

$$E = E_0 + E(t), \tag{9.160}$$

unde E_0 este o constantă adevărată și $E(t)$ o funcție de timp și putem eventual pune chiar

$$E(t) = k\frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}t}. \tag{9.161}$$

Se vede ușor calea pe care teoriile clasice ale gravitației pot fi făcute compatibile cu ipoteza lui Dirac în teoriile moderne, ale gravitației fără a considera explicit gravitovortexul și fără a influența consecințele clasice ale mișcării: prin introducerea din afară a unui cîmp suplimentar, $\mathrm{d}G/\mathrm{d}t$.

b) *Dacă toate sau cel puțin una dintre componentele vectorului vîrtej este diferită de zero, însă particula se deplasează pe o linie de curent.* În acest caz, componentele u, v, w ale vitezei sînt proporționale cu $\mathrm{d}x$, $\mathrm{d}y$, $\mathrm{d}z$, adică viteza **v** este tangentă la linia de curent. Această condiție se exprimă astfel

$$\frac{\mathrm{d}x}{u}=\frac{\mathrm{d}y}{v}=\frac{\mathrm{d}z}{w}. \tag{9.162}$$

De data aceasta, determinantul din ecuația (9.152) este nul, deoarece are două linii proporționale și ecuația (9.153) *este valabilă, însă nu în tot spațiul cîmpului gravitovortex, ci numai pe liniile de curent; constanta din membrul al doilea ia valori diferite de la o linie de curent la alta, adică de la o traiectorie circulară la alta.*

În cîmpul vîrtejului liniile de curent sînt cercuri concentrice avînd ca pol centrul vîrtejului (fig. 38). Se vede și de aici de ce teoria newtoniană a gravitației, care este inconsistentă în raport cu mișcarea gravitațională reală (§ 8.3), poate fi totuși aplicată cu bune rezultate acestui caz particular al mișcării.

c) Dacă valorile ω_x, ω_y, ω_z satisfac ecuațiile

$$\frac{\mathrm{d}x}{\omega_x}=\frac{\mathrm{d}y}{\omega_y}=\frac{\mathrm{d}z}{\omega_z}, \tag{9.163}$$

determinantul din ecuația (9.152) este, de asemenea, nul, deci ecuația (9.153) este valabilă și după liniile reprezentate de ecuația (9.163), care sînt înfășurători ale axelor vectorului vîrtej și poartă numele de *linii de vîrtej*. Și în acest caz *constanta de integrare, adică valoarea constantă a energiei, variază de la o linie de vîrtej la alta,* neexistînd o constantă unică pentru tot cîmpul mișcării. *În plan, liniile de vîrtej sînt cercuri cu centrul în origine* (Soarele) și pentru același motiv ca la punctul b mișcarea cvasicirculară a planetelor se supune în bună măsură ecuațiilor mișcării newtoniene: *energia va fi constantă pentru o mișcare circulară dată, dar va avea valori diferite pentru traiectorii diferite, valorile mai mari fiind evident în direcția apropierii de centrul mișcării.*

Pentru același motiv mișcarea cometelor, care cu traiectoriile lor aproape parabolice străbat întregul spațiu al sistemului solar, apare dizidentă în raport cu aceleași ecuații ale mișcării. În acest al doilea caz, ipoteza $E = \text{const}$ provoacă realmente erori grosolane în raport cu mișcarea reală (§ 10.3).

d) Dacă vectorul viteză al particulei este paralel cu vectorul vîrtej, determinantul este, de asemenea nul deoarece

$$\frac{u}{\omega_x}=\frac{v}{\omega_y}=\frac{w}{\omega_z}, \tag{9.164}$$

adică elementele a două linii sînt proporționale. O mișcare de acest fel este elicoidală (mișcarea de șurub) și în acest caz liniile de vîrtej se confundă cu liniile de curent ale mișcării. Constanta energiei are o valoare fixă pentru întregul spațiu dacă și ecuația (9.164) este satisfăcută în întregul spațiu.

Din analiza sumară, efectuată mai sus, putem trage cîteva concluzii interesante în ceea ce privește gradul de generalizare pe care gravitovortexul îl conferă teoriei gravitației.

1. Mișcarea cu $E = \text{const}$, permisă de gravitovortex, reprezintă numai cîteva cazuri particulare ale mișcărilor gravitaționale posibile.

2. Dintre aceste cîteva cazuri particulare teoria newtoniană a gravitației și respectiv relativitatea generală descriu explicit și coerent numai unul singur și anume cazul a.

3. Teoriile moderne ale gravitației, compatibile cu ipoteza lui Dirac, generalizează relativitatea generală în cadrul aceluiași caz particular al mișcării și anume cazul a.

4. În afara mișcărilor particulare cu $E = \text{const}$, analizate mai sus, gravitovortexul este perfect compatibil cu o infinitate de mișcări gravitaționale posibile, realmente observate, pentru care $E \neq 0$.

Rezultă deosebit de sugestiv, și din acest punct de vedere, faptul demonstrat deja în multiple ipostaze pe parcursul discuției noastre anterioare, că teoriile clasice ale gravitației reprezintă cazuri particulare ale gravitovortexului și că această din urmă teorie posedă într-adevăr un grad maxim de generalitate.

Dacă mișcarea cu $E = \text{const}$ pare — cel puțin datorită obișnuinței pe care un îndelungat exercițiu a creat-o — ușor de înțeles, mișcarea gravitațională cu $E \neq \text{const}$ ridică probleme specifice, neconvenționale. Ea presupune un *cuplaj* strîns între corpurile aflate în interacțiune gravitațională, un *cuplaj spin-orbită*, care implică un permanent schimb de energie între ele, astfel încît, de exemplu, mișcarea de revoluție a planetelor sau cometelor în jurul Soarelui, mișcarea de rotație în jurul axelor proprii și mișcarea lor de expansiune-contracție sînt *interdependente*, ele se condiționează reciproc.

În § 12.3 vom ilustra pe larg și în detaliu caracteristicile fizice concrete ale unui asemenea cuplaj spin-orbită, care pot fi pregnant puse în evidență în cazul mișcării planetei Pămînt. Acest cuplaj și consecințele sale, cu totul necunoscute teoriilor actuale ale gravitației, nu afectează numai fundamentele acestor teorii și reprezentările comune asupra mișcării gravitaționale, dar, și acest lucru este cu adevărat important, el influențează și condiționează în modul cel mai direct posibil însăși viața noastră cea de toate zilele. În secțiunea care urmează vom face însă numai o primă schiță parțială a unui astfel de cuplaj, insistînd în mod special asupra uneia dintre mișcările gravitaționale importante, complet ignorate de teoriile actuale ale gravitației: mișcarea cu expansiune-contracție.

9.5.4. Mișcarea cu expansiune-contracție și încălcarea legii de conservare a momentului cinetic

Din schițele prezentate în diverse reviste și cărți sau din programele științifice ale televiziunii ne este familiară imaginea sistemului nostru solar cu un Soare central înconjurat de traiectorii frumos desenate pe care se mișcă planete minuscule, mai mari sau mai mici, cu viteze mai mari sau mai mici, după cum sînt plasate mai aproape sau mai departe de Soare. Această imagine rezultă din reducerea la scară a întregului sistemului solar în ansamblu, a traiectoriilor sale și a dimensiunilor Soarelui și planetelor, dimensiuni care sînt într-adevăr minuscule în raport cu uriașele spații interplanetare, dar ea nu este, la drept vorbind, conformă cu imaginea descrisă de teoriile actuale ale gravi-

tației, în care Soarele și planetele sale reprezintă efectiv puncte geometrice identice, fără dimensiuni, *indiferent de scara la care ele sînt considerate.*

Prin această suprasimplificare teoria newtoniană a gravitației a putut să ignore mișcarea generală de rotație a planetelor în jurul axelor proprii (un punct geometric nu poate avea o mișcare de rotație în jurul unei axe proprii!) și pe această bază a încercat să descrie mișcarea principală a planetelor, cea de revoluție. Este evident că *în felul acesta teoria ignoră o parte din energia totală a sistemului mecanic al planetei, o parte din momentul său cinetic total și toate consecințele implicate de acestea.*

Teoria relativității generale a făcut un pas înainte în această direcție, pas important din punct de vedere principial, dar nesemnificativ din punct de vedere practic: *ea conferă corpurilor dimensiunile razei lor gravitaționale.* Aceste dimensiuni sînt infime în raport cu cele reale, de zeci de milioane de ori mai mici decît acestea; de exemplu raza relativistă a planetei Pămînt este de numai 0,5 cm! În aceste condiții putem desigur să luăm în considerație existența unor efecte gravitaționale ale mișcării de rotație a unui corp în jurul axei proprii (efectul Lense-Thirring, testul Schiff etc.); dar valoarea cantitativă a acestor efecte este cu totul insuficientă pentru a contribui cît de cît la înțelegerea unor multiple fenomene (de exemplu geofizice) care își așteaptă încă o explicație din partea teoriei gravitației.

Asemenea explicații nu vor putea fi oferite decît de acea teorie în care corpurile își pot permite să păstreze dimensiunile lor reale și o astfel de teorie este gravitovortexul: raza gravitovortex (§ 8.3), spre deosebire de raza gravitațională relativistă (pe care o regăsește totuși în cazul particular al corpurilor aflate în stadiu de colaps gravitațional), este egală cu raza reală a corpurilor reale. Numai în aceste condiții este posibil să ținem cont de toate mișcările gravitaționale reale ale planetelor și ale corpurilor cerești, în particular de mișcarea cu expansiune-contracție și de mișcarea în jurul axelor proprii, care îi este asociată.

Considerarea dimensiunilor reale ale corpurilor impune, așa cum am văzut (cap. 8), introducerea forțelor suplimentare gravitovortex în teoria gravitației. Prezența acestor forțe face ca traiectoria unei planete să nu mai fie închisă, ea devine un fel de spirală desfășurătoare de-a lungul căreia planeta se îndepărtează lent, dar permanent, de Soare și această îndepărtare lentă poate fi calculată, iar în anumite cazuri (mișcarea Lunii), ea poate fi chiar măsurată direct. Expansiunea orbitelor planetare, revelată de gravitovortex, face parte desigur din marea expansiune a universului, revelată de Hubble, deoarece sistemul solar nu ocupă un loc privilegiat decît în teoria actuală a gravitației, dar nu și în univers.

Deoarece în cîmpul gravitovortex al Soarelui forța $\mathbf{F}_r$ sau forța $\mathbf{F}_\theta$ variază invers proporțional cu cubul distanței, în timp ce forța newtoniană $\mathbf{F}_N$ variază cu pătratul distanței, rezultatul îndepărtării permanente a planetei față de Soare va fi că raportul $f = \mathbf{F}_v/\mathbf{F}_N$ dintre aceste forțe va scădea permanent în timp și în spațiu.

Dar f reprezintă tocmai partea variabilă a „constantei" gravitaționale, scăderea sa permanentă înseamnă scăderea constantei gravitaționale și acest fenomen implică consecințe astronomice și astrofizice majore. *Una dintre aceste consecințe cu implicații geofizice vaste o constituie aceea că simultan cu mișcarea de îndepărtare de Soare și ca o consecință a acestei mișcări planetele execută o mișcare suplimentară de expansiune.* Această mișcare insolită, revelată natural și explicit de gravitovortex, pune de acord nu numai teoria gravitației cu faptele observabile, dar și conceptul general de expansiune a universului

cu conceptul expansiunii planetelor, deoarece, după cum știm, planetele reale nu sînt simple puncte materiale, ci au dimensiuni finite; Pămîntul ca și celelalte planete nu ocupă nici el un loc privilegiat în universul real, ci numai în teoria actuală a gravitației.

Într-adevăr planetele sînt substanțial comprimate de către propriile lor forțe gravitaționale: o descreștere treptată a constantei gravitaționale (deci a forțelor gravitaționale proprii) va provoca o descreștere treptată a presiunii în planetă, datorită eliberării parțiale a compresiunii gravitaționale și, în consecință, aceasta își va mări volumul [116]. Așa cum am văzut, valoarea forței $\mathbf{F}_\theta$ (sau $\mathbf{F}_r$) este extrem de mică în raport cu forța $\mathbf{F}_N$, accelerarea, scăderea lui G și deci expansiunea vor fi, de asemenea, foarte lente în timp; efectul lor este însă cumulativ și, în consecință, va trebui să fie decelabil pentru perioade mari de timp.

Mărturii fizico-empirice impresionante ale acestei expansiuni în cazul evoluției planetei Pămînt pot fi constatate la scara întregii planete și ele sînt deja pe punctul de a modifica fundamental vechile reprezentări ale geofizicii și geologiei. Vechea geotectonică, cu structurile sale imobiliste, este înlocuită în geofizică tot mai mult de *știința tectonicii plăcilor, care studiază modul cum această crustă solidă subțire, care acoperă Pămîntul fluid, ia naștere în permanență din materialul subiacent, este fracturată, deplasată și topită din nou, pe un Pămînt în permanentă expansiune, din momentul nașterii sale și pînă în prezent.*

Cu ajutorul retroreflectorului cu laser montat pe Lună de misiunile Apollo s-a stabilit experimental definitiv că Luna se îndepărtează lent de Pămînt cu circa 50 mm pe an [88] și aceasta datorită în principal aceleiași scăderi a lui G la nivelul traiectoriei Pămîntului; au fost deja făcute tentative de a se elabora teorii ale mișcării Lunii pe această nouă bază (Ehlers, Kundt). Este poate interesant să remarcăm faptul că pînă la asemenea măsurători directe mulți specialiști considerau posibilitatea G = variabil, care punea în discuție într-un mod dramatic „valabilitatea absolută“ a teoriei gravitației, ca pe o simplă speculație sterilă și lipsită de sens, deși multe alte fenomene fizice o impuneau. După aceste măsurători, scepticismul lor nu s-a atenuat prea mult, dar ele i-au determinat totuși să încerce „în regie proprie“ o măsurare directă a variației anuale a mărimii $\Delta G/G$ (§ 8.3).

Legea expansiunii orbitelor planetare este dată de legea cunoscută a mișcării naturale a planetelor în jurul Soarelui conform gravitovortexului (7.236). Sub o formă specifică și sintetică noi am obținut această lege a expansiunii orbitelor planetare și din considerarea principiului variațional (mai concret, din condiția de invarianță a legilor mișcării) astfel

$$\frac{dG}{G}+\frac{dr}{r}+\frac{d\rho'}{\rho'}=0. \tag{9.165}$$

Sub această formă ea reflectă simultan și legea de expansiune a planetelor înseși.

După cum se vede, legea expansiunii apare ca o diferențială totală a funcției $Gr\rho'$ = const, stabilită anterior din considerarea observațiilor actuale asupra mișcării corpurilor cerești, funcție care deosebește într-o manieră sintetică gravitovortexul de teoria newtoniană a gravitației, fără însă să afecteze forma ecuațiilor mișcării gravitaționale de revoluție (7.236).

Dacă însă ținem cont și de ipoteza lui Dirac, adică de variația temporală (seculară) a constantei gravitaționale, funcția de mai sus devine (§ 9.2) $G^2r\rho'$ =

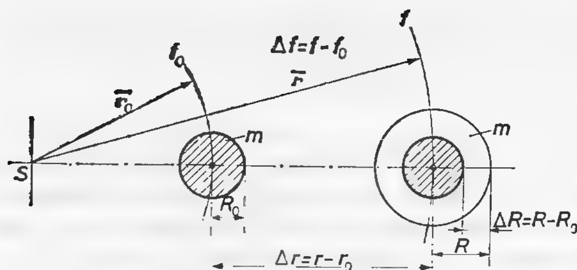


Fig. 70. Mişcarea cu expansiune-contracţie conform gravitovortexului.

= const, iar ecuaţia mişcării de expansiune pe *perioade foarte mari de timp* se poate scrie sub forma diferenţială astfel

$$2\frac{dG}{G}+\frac{dr}{r}+\frac{d\rho'}{\rho'}=0. \tag{9.166}$$

Ecuaţia (9.165) ne va permite să calculăm mişcarea actuală a corpurilor cereşti în sistemul nostru solar, cea de a doua, (9.166), ne va permite să calculăm *retroactiv* mişcările planetare în trecutul îndepărtat, în special mişcarea retroactivă a planetei Pămînt, care prezintă o importanţă particulară.

Mişcarea planetară gravitovortex arată, conform relaţiilor (9.165) sau (9.166), că am putea găsi o eventuală confirmare directă a fenomenului de expansiune descris de teorie (fig. 70) din analiza stadiilor mai vechi ale structurilor planetare: aceste structuri ar trebui să reveleze, de exemplu, faptul că în trecut planetele au avut diametre mai mici. Din păcate Pămîntul este deocamdată singura planetă a sistemului solar pe care putem face cercetări şi reconstituiri istorice (geofizice, petrografice, paleomagnetice etc.) sigure şi detaliate şi el îşi va menţine această situaţie privilegiată atîta timp cît Luna şi celelalte planete nu vor intra complet şi definitiv în viaţa noastră de toate zilele. Dar asemenea cercetări experimentale terestre şi reconstituiri geofizice, care s-au făcut la scară mare şi continuă să se facă în ritm alert, conduc la rezultate atît de concludente în sprijinul expansiunii planetare, încît această mişcare insolită, a cărui revelare experimentală a zguduit deja din temelii vechile reprezentări geofizice imobiliste, trebuie considerată ca fiind pe deplin dovedită (§ 12.1).

Utilizînd relaţia (9.166) noi vom putea urmări (conform schemei generale din figura 70) evoluţia pe mari intervale de timp şi de spaţiu a planetei noastre şi vom regăsi prin calcul date interesante şi concludente asupra stadiilor sale iniţiale şi ulterioare, în foarte bun acord cu cele mai noi reconstituiri geofizice, realizate la scară planetară (§ 12.1.4). Dealtfel, după cum se vede, ecuaţia (9.166) se află, la limită, în cel mai perfect acord chiar şi cu teoria clasică a gravitaţiei, care admite un $G = G_0 =$ const ($dG/G = 0$), teorema Laplace-Lagrange asupra invariabilităţii axelor mari ale orbitelor planetare ($dr/r = 0$) şi un Pămînt avînd exact aceleaşi dimensiuni ca în ziua I a „facerii lumii" ($d\rho'/\rho' = 0$); conceptele clasice ca şi cele foarte moderne se regăsesc într-adevăr armonios şi coerent înglobate în gravitovortex.

Să presupunem trei planete newtoniene de mase egale, care se rotesc în jurul Soarelui pe orbite circulare notate 1, 0, 2 avînd distanţa heliocentrică respectiv $r_0 - \Delta r$, r_0, $r_0 + \Delta r$ şi energiile cinetice respectiv E_1, E_0 şi E_2. Conform teoriei newtoniene a gravitaţiei vom avea $E_1 > E_0 > E_2$ (energia cinetică pe unitatea de masă scade cu creşterea distanţei heliocentrice). Legea newtoniană a conservării energiei cere ca mărimile E_1, E_0 şi E_2 să rămînă

constante, adică impune pînă la urmă ca cele trei planete să se rotească la infinit fiecare pe orbita sa circulară. O astfel de mişcare idealizată nu corespunde mişcării reale în sistemul solar, fie că este vorba de mişcarea planetelor sau cometelor, fie că este vorba de mişcarea navelor spaţiale sau a sateliţilor artificiali.

Conform gravitovortexului, planeta aflată la început pe orbita newtoniană 1 se îndepărtează continuu de Soare, ea va ocupa succesiv orbitele 1, 0, 2 etc.; aceasta înseamnă că ea va avea succesiv energia cinetică E_1, E_0, E_2 etc., adică această energie va scădea în permanenţă. Mişcarea gravitovortex a planetei guvernată, după cum am văzut, de o ecuaţie avînd exact aceeaşi formă ca şi mişcarea newtoniană (7.236) se va face totuşi cu încălcarea legii newtoniene a conservării energiei.

Ce se întîmplă cu diferenţa de energie $\Delta E = E_1 - E_2$? Este ea oare radiată în spaţiu sub formă de, să zicem, unde gravitaţionale? Probabil, dar energia pierdută prin radiaţie este foarte mică şi nu afectează în mod serios bilanţul energetic estimativ pe care-l facem acum. Atunci? Diferenţa de energie serveşte tocmai pentru *dilatarea* planetei, ea poate fi regăsită în lucrul mecanic executat prin expansiune. Această afirmaţie este ilustrată şi de ecuaţiile (9.135) şi (9.136), care exprimă de fapt cunoscuta teoremă a mecanicii: variaţia (sau diferenţiala) energiei totale interne a sistemului este egală cu lucrul mecanic (elementar) al tuturor forţelor exterioare. Or, după cum ştim, forţele exterioare sistemului închis newtonian sînt chiar forţele suplimentare gravitovortex a căror existenţă provoacă, aşa cum am văzut, expansiunea planetară.

Una dintre marile probleme ale geofizicii actuale este următoarea: de unde să se ia uriaşa cantitate de energie pentru a explica expansiunea Pămîntului, pregnant revelată de cercetările de specialitate, atîta timp cît mişcarea gravitaţională (newtoniană sau relativistă) exclude în mod expres o asemenea energie „suplimentară"? Teoria actuală a gravitaţiei şi în mod specific legea de conservare a energiei mişcării, care decurge din aceasta, frînează în prezent progresul în multe domenii ale cunoaşterii: multora dintre mecanismele elaborate de geofizicieni, ca rezultat al cercetărilor lor de specialitate, le lipseşte tocmai *motorul* care să le pună în funcţiune, energia necesară acţionării lor. Gravitovortexul rezolvă coerent această mare problemă ca şi multe altele asemănătoare.

Şi legea newtoniană a conservării momentului cinetic gravitaţional este flagrant încălcată de mişcarea reală a planetelor. Din mecanica solidului rigid avem

$$\mathfrak{M} = \omega I_\Delta = \text{const}, \tag{9.167}$$

unde ω este viteza unghiulară din mişcarea de rotaţie a planetei în jurul axei proprii Δ, iar I_Δ este momentul de inerţie al planetei în raport cu această axă. Pentru o sferă omogenă de densitate ρ' şi rază R care se roteşte în raport cu un diametru putem scrie

$$I_\Delta = \frac{4}{5}\pi\rho' R^3. \tag{9.168}$$

Dacă, aşa cum presupune teoria actuală a gravitaţiei, ρ' şi R sînt constante, rezultă $I_\Delta = \text{const}$ şi deci conform cu (9.167) mişcarea planetei trebuie să se facă astfel încît ω să se păstreze constant la infinit; *aceasta o cere conservarea momentului cinetic conform legilor mecanicii.*

Ceasornicele moderne cu mers foarte uniform au demonstrat însă definitiv că mişcarea reală a Pămîntului se face astfel încît *viteza de rotaţie în jurul*

axei proprii scade continuu; prin urmare legea de conservare (9.167) este net încălcată dacă se neglijează expansiunea. O astfel de încălcare nu se produce însă în gravitovortex, forțele sale produc *efectiv* expansiunea planetei, creșterea momentului de inerție I_Δ și, în consecință, scăderea vitezei de rotație conform cu legea (9.167).

Așadar, spre deosebire de teoriile actuale ale gravitației, *în gravitovortex există o strictă interdependență între mișcarea planetară de revoluție, cea de rotație în jurul axei proprii și mișcarea cu expansiune*, legile generale de conservare ale mecanicii nu pot fi valabile, (bineînțeles, valabile în raport cu datele de observație) decît în acest cadru conceptual. Confirmarea experimentală a expansiunii Pămîntului și a scăderii seculare a vitezei sale de rotație în jurul axei proprii reprezintă într-adevăr dovezi majore în favoarea valabilității gravitovortexului, a spiritului și literei sale, independent de speculațiile pe care teoriile moderne ale gravitației le fac asupra „scăderii" constantei gravitaționale, conform cu ipoteza lui Dirac.

Gravitovortexul afirmă și explică totodată cu mult mai mult decît această descreștere continuă a „constantei" gravitaționale și corolarul său firesc *expansiunea* universului, a orbitelor planetare și a planetelor înseși; *el afirmă variabilitatea „constantei" gravitaționale ca o proprietate intrinsecă și actuală a cîmpului gravitațional și în consecință afirmă mișcarea cu expansiune-contracție ca o proprietate intrinsecă a aceluiași cîmp gravitațional*. Această caracteristică absolut inedită și desigur șocantă în raport cu reprezentările noastre actuale, a cîmpului și mișcării gravitaționale este explicit descrisă de ecuația (9.165), care trebuie să fie valabilă *indiferent de sensul de variație a distanței heliocentrice*.

Ce spune această ecuație? Să considerăm un corp ceresc sferic de masă m, volum V și, respectiv, densitate ρ', care execută o mișcare de revoluție în jurul Soarelui pe o orbită excentrică (fig. 71). Pe o astfel de planetă se găsește un observator care execută, în laboratorul său, cu ajutorul unor aparate adecvate, următoarele patru determinări continue:

— distanța heliocentrică r,
— valoarea constantei gravitaționale G,
— densitatea planetei ρ',
— diferența $\Delta a = a_1 - a_2$ dintre accelerația instantanee reală a planetei a_1 și accelerația instantanee calculată conform teoriei newtoniene a gravitației, a_2.

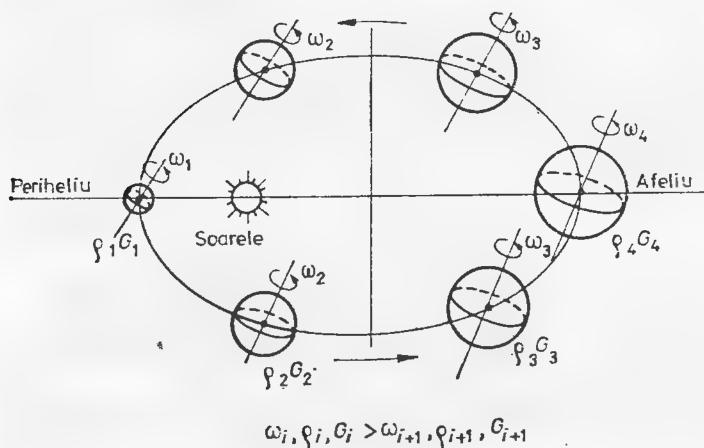


Fig. 71. Mișcarea cu expansiune-contracție in spațiul gravitovortex circumsolar pe o orbită excentrică

Să presupunem că la un moment dat observatorul înregistrează o variaţie $dr > 0$ de unde deduce că planeta se îndepărtează de Soare (fig. 71). Din ecuaţia (9.165) rezultă că pe întreg acest parcurs mişcarea va trebui să satisfacă inegalitatea

$$\frac{dG}{G} + \frac{d\rho'}{\rho'} < 0. \tag{9.169}$$

Deoarece r, G şi ρ' sînt mărimi esenţialmente pozitive, rezultă că, pe întreg acest parcurs al traiectoriei planetei observatorul va putea înregistra unul din următoarele trei cazuri posibile.

1. $d\rho' = 0$, adică dimensiunile planetei vor rămîne neschimbate ca şi, eventual, viteza sa de rotaţie în jurul axei proprii; în acest caz $dG > 0$ şi deci G va scădea puternic cu creşterea lui r (după relaţia $Gr = \text{const}$), iar $\Delta a < 0$, acceleraţia reală a planetei fiind deci mult mai mică decît acceleraţia newtoniană.

2. $dG = 0$; în acest caz $\Delta a = 0$ şi traiectoria planetei va fi exact cea newtoniană, dar deoarece $d\rho' < 0$, ρ' va scădea puternic cu creşterea lui r (după relaţia $r\rho' = \text{const}$) adică planeta se va dilata, îşi va mări momentul de inerţie I_Δ şi viteza de rotaţie în jurul axei proprii va fi încetinită.

3. Există posibilitatea reală ca, funcţie de „natura" planetei respective, adică de modul în care răspunde ea la tendinţa de scădere a lui G, observatorul să înregistreze simultan o expansiune a planetei şi respectiv o încetinire a mişcării de rotaţie în jurul axei proprii (evident, aceste efecte vor fi mai slabe decît în cazul 2), în paralel cu o scădere a valorii constantei gravitaţionale şi respectiv o decelerare a mişcării în raport cu calculul newtonian (evident, aceste efecte vor fi mai slabe decît în cazul 1).

Să presupunem acum că observatorul înregistrează la un moment dat o variaţie $dr < 0$, de unde el deduce că planeta sa a trecut de afeliu şi se îndreaptă către Soare, către periheliu (fig. 71). Din ecuaţia (9.165) rezultă că pe întreg acest parcurs mişcarea planetei va trebui să satisfacă inegalitatea

$$\frac{dG}{G} + \frac{d\rho'}{\rho'} > 0. \tag{9.170}$$

Rezultatele determinărilor executate de observator se vor înscrie şi de această dată într-unul din următoarele cazuri posibile.

1. $d\rho' = 0$, adică dimensiunile planetei vor rămîne neschimbate, ca şi viteza de rotaţie în jurul axei proprii; în acest caz $dG > 0$, adică G creşte puternic cu scăderea lui r (după relaţia $Gr = \text{const}$), iar $\Delta a > 0$, acceleraţia reală a planetei va fi cu mult mai mare decît cea dată de calculul newtonian, adică planeta va devia serios de la traiectoria newtoniană (a se vedea periplul navei spaţiale Mariner 10 discutat anterior).

2. $dG = 0$; în acest caz $\Delta a = 0$ şi traiectoria planetei va fi exact cea newtoniană, dar deoarece $d\rho' > 0$, ρ' va creşte puternic cu creşterea lui r (după relaţia $r\rho' = \text{const}$) adică planeta se va contracta, îşi va reduce momentul de inerţie I_Δ şi îşi va accelera mişcarea de rotaţie în jurul axei proprii.

3. Observatorul înregistrează simultan o contracţie a planetei şi respectiv o accelerare a vitezei de rotaţie, în paralel cu o creştere a valorii G şi respectiv o accelerare a mişcării în raport cu calculul newtonian.

Cu cît variaţia absolută dr/r va fi mai mare, cu atît variaţia absolută a mărimilor înregistrate de observator va fi mai mare. Aceasta se va produce evident atunci cînd planeta se află în regiunile din apropierea periheliului şi cînd orbita este foarte excentrică.

Iată, așadar, mișcarea circumsolară descrisă explicit de gravitovortex, în care *vechea mișcare de revoluție descrisă și de teoria actuală a gravitației este intrinsec asociată de mișcarea cu expansiune-contracție și de mișcarea de spin* (rotația în jurul axei proprii). Este o reprezentare cu totul neconvențională, dar este — după cum se vede — cel puțin o reprezentare coerentă. Vechile legi de conservare ale teoriei gravitației vor fi încălcate aici deoarece apar mișcări noi, dar principiul însuși de conservare nu va fi încălcat, vor fi respectate deci legile generale de conservare ale mecanicii deduse din principiul variațional conform cu proprietățile generale ale spațiului euclidian (omogenitatea și izotropia) și ale timpului newtonian (uniformitatea).

Am dori ca cititorul să nu se lase antrenat de fantezie și să realizeze pe deplin caracterul aberant al concluziei mișcării cu expansiune-contracție revelată de gravitovortex: în raport cu cunoștințele actuale ale fizicii această mișcare apare într-adevăr paradoxală, neverosimilă și absurdă. Cum, două bucăți de materie să se contracte sau să se dilate atunci cînd sînt apropiate sau îndepărtate una de alta? Să poată totuși trece efectiv o cămilă prin urechea unui ac? *Dacă o asemenea concluzie ar fi reală consecințele sale ar schimba profund reprezentările actuale ale fizicii atît în ceea ce privește universul mare cît și universul mic sau foarte mic.*

Mișcarea cu expansiune-contracție, care decurge totuși logic din gravitovortex, nu a provocat mai puțină stupefacție autorului rîndurilor de față, care a căutat vreme îndelungată argumente strict specifice capabile să infirme sau să confirme o astfel de concluzie *stînjenitoare*. E drept unele fenomene păreau să sugereze vag această mișcare, dar ele nu puteau constitui argumente valabile. N-am găsit asemenea argumente nici în tratatele de gravitație, nici în cele de fizică și nici în altfel de tratate.

Și totuși fenomenul nostru senzațional era un fenomen real și cunoscut, el a putut fi observat sistematic de mulți din acei oameni care, dincolo de orice teorii mai mult sau mai puțin oficiale, sînt obligați, prin înclinația și meseria lor, să privească realitatea în față, să observe și să măsoare. Acești oameni s-au dovedit a fi, din nou, astronomi și *ei au lăsat în însemnările lor descrierea completă a acestui fenomen cu largi implicații, pe care teoria actuală a gravitației îl ignoră cu desăvîrșire, dar pe care, de exemplu, mișcarea observată a cometelor îl revelează în proporție de masă.*

Pentru înregistrarea lui nu este nevoie de instalații costisitoare și sofisticate, sînt suficiente o lunetă și un micrometru adaptat la extremitatea oculară a lunetei, cu care să se poată măsura dimensiunile unghiulare ale cometelor. Asemenea instrumente i-au fost accesibile chiar lui I. Kepler și el este într-adevăr primul care semnalează în însemnările sale acest fenomen insolit scriind: *„Cînd o cometă se apropie de Soare dimensiunile sale globale scad întotdeauna într-un mod semnificativ“*. Această primă mențiune, rezultat concludent al unui mare număr de observații, a fost confirmată și precizată ulterior de alți observatori ai mișcării cometelor.

L. Chambers scrie [39]: *„Puține lucruri sînt mai remarcabile și mai greu de explicat ca schimbarea generală a dimensiunilor pe care o suferă capul unei comete cînd aceasta se apropie sau se îndepărtează de Soare. Ne-am aștepta, raționînd conform analogiilor terestre, că creșterea cantității de căldură primită de la Soare atunci cînd cometa se apropie de el să-i mărească aceste dimensiuni ale capului, dar efectul observat este contrariu; el devine mai mic pe măsură ce devine mai cald. Și cînd cometa se îndepărtează de Soare schimbarea este inversă; dimensiunile cresc pe măsură ce cometa se îndepărtează și devine mai rece“.*

H. N. Russel, R. S. Dugan și J. Q. Stewart [187], referindu-se la această proprietate, scriu: *„Este remarcabil faptul că capul unei comete își schimbă continuu diametrul său. Această schimbare este de obicei legată de distanța pînă la Soare, coma devenind mai mică lîngă periheliu, decît este ea la distanțe mai mari de Soare“.*

Măsurînd dimensiunile acelor comete care au putut fi observate o perioadă considerabilă de timp, K. Wurm [233] găsește că, *în general, diametrul cometelor descrește aproximativ direct proporțional cu distanța față de Soare* și, considerînd valorile medii, a obținut următoarele valori tipice ale dimensiunilor cometelor în raport cu distanțele lor (instantanee) pînă la Soare (tabelul 22).

Tabelul 22

Distanța heliocentrică (ua)	1,5	1,00	0,5	0,3
Diametrul comei (10^{10} cm)	3÷6	1÷3	0,2÷1	0,05—0,20

Iată ce scrie un specialist de reputație mondială, ca R. A. Littleton, într-o lucrare foarte recentă [133]: *„Regula este aceea că atunci cînd o cometă este descoperită la mare distanță de Soare, ea se prezintă ca o pată de mari dimensiuni, strălucind în lumina reflectată a Soarelui (fără emisie detectabilă), care, în continuare, se contractă vizibil pe măsura apropierii de periheliu, procesul fiind reversibil la cursa de îndepărtare.* O astfel de dezvoltare a fost observată în detaliu, de exemplu, în cazul cometei Enke, care, la periheliu, are un diametru de circa 3 000 mile, în timp ce la 1,5 ua de Soare acest diametru atinge 300 000 de mile. Un alt exemplu al unei asemenea variații *neobișnuite* a dimensiunilor îl constituie cometa Holmes (1892 III), care a fost descoperită cîteva luni după trecerea la periheliu. Ea se prezenta atunci ca o condensare centrală de circa 200 000 mile în diametru și era înconjurată de o nebuloasă exterioară de circa 700 000 mile. O lună mai tîrziu, cometa și-a dublat diametrul care a ajuns la 1,4 10^6 mile“.

Cometele conțin multe substanțe ușor volatile care la temperaturile extrem de scăzute ale spațiilor interplanetare îngheață. Pe măsură ce o cometă se apropie de Soare, mai concret, după ce depășește orbita lui Jupiter, căldura primită de la Soare începe să evapore aceste substanțe într-o proporție din ce în ce mai mare și aceasta se poate constata ușor prin analiză spectroscopică; la $r \leqslant 0,1$ ua căldura primită este atît de intensă încît se pot detecta în spectrul cometelor chiar linii de emisie metalice (Fe, Ni, Cu, Cr, Co etc.). *Cantitatea mare de gaze rezultată astfel ar trebui să conducă automat la creșterea masivă a dimensiunilor capului cometei, dar rezultatul este, după cum remarcă L. Chambers, exact contrariu,* adică are loc o scădere masivă a acestor dimensiuni. *Aceasta dovedește plenar că fenomenul de expansiune-contracție și forțele pe care el le presupune acționează cu o intensitate deosebită mai ales în apropierea Soarelui.*

Așadar, mișcarea cu expansiune-contracție revelată de gravitovortex nu este o speculație teoretică absurdă, ci un fenomen fizic real, *o proprietate generală și definitorie a spațiului gravitațional circumsolar.* După cum știm din lucrările lui Newton și Einstein, acest spațiu gravitațional solar nu constituie o excepție, legile gravitației stabilite din considerarea proprietăților sale s-au dovedit aplicabile oricărui alt spațiu gravitațional, ele au devenit

legile universale ale gravitației. Este deci de presupus că și această nouă proprietate generală pregnant confirmată de observații și măsurători și pe care o putem înțelege și explica coerent este, de asemenea, *comună oricăror altor spații gravitaționale.* Aceasta implică vaste consecințe neconvenționale asupra multor capitole ale fizicii și în special asupra capitolului particulelor elementare, consecințe pe care însă nu le vom analiza în lucrarea de față.

Confirmarea experimentală a mișcării cu expansiune-contracție constituie un argument major și strict specific, am spune chiar *decisiv*, în favoarea gravitovortexului; vom mai aduce multe altele în continuarea lucrării noastre. Este totuși greu de înțeles de ce un asemenea fenomen fundamental al mișcării gravitaționale, care infirmă ce-i drept teza „valabilității absolute“ a teoriei actuale a gravitației, dar care este ratificat în proporție de masă de rezultatele observațiilor astronomice, nu este prezentat și discutat deschis în tratatele de specialitate și el trebuie să fie „descoperit“ mai degrabă în documente de arhivă? Autorul acestor rînduri a avut personal ocazia să constate că specialiști de mare erudiție și renume nu aveau pur și simplu nici cea mai vagă idee de existența acestui fenomen. Să ne mai mirăm atunci de ce unii teoreticieni în ale gravitației pot să mai creadă sincer că cele cîteva secunde în plus sau în minus pe secol ale avansului de periheliu al lui Mercur reprezintă singura nepotrivire „certă“ dintre teoria actuală a gravitației și datele de observație și că în „tranșarea“ acestei dileme constă de fapt secretul unei noi teorii valabile a gravitației?

Dacă acest efect de expansiune-contracție, ca urmare a variației lui G, se manifestă atît de vizibil în cazul mișcării cometelor, care au o structură fizică nu prea coerentă, el nu va fi desigur tot atît de evident în cazul mișcării unor asteroizi sau al unor nave-spațiale. Relația (9.165) permite, la limită, fie o mișcare newtoniană cu $G = \text{const}$, fie o mișcare cu $\rho' = \text{const}$ care se abate substanțial de la mișcarea newtoniană, dar care poate fi ușor calculată deoarece cunoaștem exact variația mărimii G, $Gr = \text{const}$. Cum putem calcula mișcarea în cazul cel mai probabil în care variază atît G cît și ρ'?

Problema care se pune este aceea de a ști cît poate o anumită variație a lui G, măsurată prin $\mathrm{d}G/G$, să determine o variație a lui ρ' măsurată prin $\mathrm{d}\rho'/\rho'$. Răspunsul fiecărui corp material în parte, prin *relaxare* la scăderea lui G sau *contracție* la creșterea lui G, este o chestiune care ține direct de „natura“ respectivului corp și în acest sens nu poate exista practic un model valabil în general. *Pentru acest motiv fizic mișcarea gravitațională a corpurilor materiale nu poate fi o mișcare geodetică.*

De aceea, stabilirea unei relații de forma

$$\varphi(G, \rho') = 0 \text{ sau } \psi\left(\frac{\mathrm{d}G}{G}, \frac{\mathrm{d}\rho'}{\rho'}\right) = 0. \qquad (9.171)$$

care permite rezolvarea în cazul general a problemei mișcării, nu poate constitui în prezent o sarcină teoretică generală, ea trebuie dedusă din analiza unor date experimentale pentru fiecare corp material în parte ca funcție de structura sa specifică. În cazul planetei Pămînt, datorită unor îndelungate studii asupra structurii sale interne, noi dispunem de suficiente asemenea date, pe care le vom utiliza în cele ce urmează (cap. 12). Evident asemenea exigențe complică calculul mișcării, dar permite în compensație ca din analiza mișcării observate să putem înțelege corect această mișcare și să putem deduce eventual date interesante asupra „naturii“ corpului care execută mișcarea.

Pentru o discuție generală, să observăm totuși că dacă o relație de tipul (9.171) a fost stabilită, atunci se poate integra ușor ecuația de mișcare (9.165), care poate fi pusă sub forma

$$r\rho^{\varkappa} = \Pi = \text{const}, \qquad (9.172)$$

unde, prin analogie cu o ecuație similară din termodinamica gazelor perfecte, $\varkappa$ joacă rolul unui exponent „politropic". Aplicînd această relație în cazul mișcării planetelor sistemului solar, putem constata că dacă presupunem aceeași valoare $\varkappa$ valabilă pentru toate aceste planete, atunci constanta Π diferă de la o planetă la alta, și invers, dacă Π este presupus constant, $\varkappa$ devine variabil de la o planetă la alta.

Din analiza expansiunii observate a Pămîntului rezultă că ea corespunde cantitativ cu legea lui Hubble privind expansiunea universului (§ 12.1) și această constatare ne-ar îndreptăți să presupunem că $\varkappa$ este o constantă. Există însă nu unul ci trei modele matematice generale de expansiune a universului toate compatibile cu legea lui Hubble, modele care în esență pot fi caracterizate astfel

$\rho r^3(t)$ = const → modelul Einstein;
$\rho r\ (t)$ = const → modelul Dirac;
ρ = const → modelul Bondi-Hoyle.

Comparînd aceste modele cu relația (9.172) observăm că valoarea $\varkappa$ ia următoarele valori corespunzător celor trei modele cosmologice:

$\varkappa = 1/3$ → modelul Einstein;
$\varkappa = 1$ → modelul Dirac;
$\varkappa = \infty$ → modelul Hoyle-Bondi.

Excluzînd modelul Einstein care în cosmologie are în prezent doar o valoare istorică, rămîne totuși o nedeterminare dată de existența celorlalte două modele considerate valabile în prezent. Această nedeterminare privind valorile cantitative ale exponentului $\varkappa$ este foarte mare, deoarece, după cum se vede, $1 \leqslant \varkappa \leqslant \infty$. Analogul termodinamic al valorilor $\varkappa = 1$ și $\varkappa = \infty$ reprezintă după cum se știe o evoluție izotermă și respectiv o evoluție izocoră, între aceste evoluții limită existînd o infinitate de evoluții posibile (politropice) și în particular evoluția adiabatică pentru care $\varkappa = 5/3$. Interesant este că din analiza evoluției expansiunii observate a Pămîntului de-a lungul întregii sale existențe rezultă efectiv valoarea $\varkappa = 5/3$ (§ 12.1.4). Nu vom analiza acum aceste „coincidențe numerice" interesante, care pot fi interpretate.

De fapt din considerarea modelelor relativiste enunțate mai sus nu obținem nimic nou, valorile limită $\varkappa = 1$ și $\varkappa = \infty$ au fost analizate deja, ele reprezintă, conform relației $Gr\rho$ = const, mișcarea limită, cu G = const sau Gr = const; modelele relativiste de expansiune a universului sînt deja conținute în gravitovortex. Rezultă deci că sarcina rezolvării mișcării non-geodetice nu poate fi în condițiile actuale, în care nu există suficiente informații specifice, o sarcină pur teoretică, exponentul $\varkappa$ apare efectiv ca o mărime variabilă funcție de „natura" substanței, care va trebui determinat experimental.

Să considerăm cazul în care un observator urmărește mișcarea reală a unei comete. Din trei observații succesive asupra cometei, observatorul poate calcula conform teoriei orbita newtoniană a cometei, orbită care, la rîndul ei, îi poate oferi poziția cometei pe cer în orice alt moment. La a patra observație el constată cu siguranță că poziția reală nu coincide cu poziția calculată și va executa o primă corecție orbitei inițiale, care va fi apoi mereu corectată cu fiecare nouă observație. Ceea ce va obține astfel va fi orbita *observată* a

cometei. Ţinînd cont de influenţa gravitaţională a celorlalte planete asupra mişcării cometei, adică de perturbaţii şi extrăgînd aceste perturbaţii din mişcarea observată, el va obţine aşa-numita *orbită definitivă*, care, în cazul ideal, ar trebui să fie identică cu cea rezultată din cunoscuta mişcare eliptică newtoniană (mişcarea celor două corpuri, Soarele şi cometa).

În cele mai multe dintre cazuri (există bineînţeles şi destule erori de observaţie) observatorul va constata că dacă admitem teoria newtoniană a gravitaţiei ca fiind corectă (astronomii practicieni nu consideră altă alternativă în calculele lor), orbita definitivă a cometei este diferită de cea calculată, diferenţa putînd fi apreciată printr-o valoare G de calcul diferită de G_0. De regulă, această diferenţă este apreciată prin mărimea $\Delta G/G$ sau $\Delta K/K$, unde K este constanta lui Gauss (cap. 10).

La fel ca şi mişcarea cu expansiune-contracţie de care este direct legată, o astfel de mişcare circumsolară a cometelor, net dizidentă în raport cu calculele, nu poate fi înţeleasă în cadrul actualei teorii a gravitaţiei. Conform gravitovortexului vom avea însă

$$G = G_0 + fG_0 = G_0 + \frac{\theta_s}{Mr\rho'}, \tag{9.173}$$

sau

$$\Delta G = G - G_0 = \frac{\theta_s}{Mr\rho'}, \tag{9.174}$$

şi

$$\frac{\Delta G}{G_0} = \frac{\theta_s}{G_0 Mr\rho'}, \tag{9.175}$$

astfel încît variaţia $\Delta G/G_0$ determinată experimental din mişcarea cometelor va putea fi uşor interpretată.

Dacă ţinem cont de (9.172) relaţia (9.175) poate fi scrisă sub forma

$$\frac{\Delta G}{G_0} = \frac{\theta_s}{G_0 M} \frac{r^{1/\varkappa - 1}}{\Pi^{1/\varkappa}}, \tag{9.176}$$

astfel că din mişcarea observată, perfect interpretabilă, a cometei putem trage concluzii interesante cu privire la valoarea exponentului $\varkappa$ şi implicit la „natura“ substanţei cometei. Aşa cum am mai spus, valorile $\Delta G/G_0$ determinate experimental diferă efectiv de la o cometă la alta (tabelul 24) şi în această direcţie astrofizica cometară ar putea obţine probabil interpretări interesante.

În capitolul care urmează vom analiza ceva mai în detaliu, în lumina discuţiei noastre anterioare şi ca o ilustrare concretă a concluziilor celor mai principale ale acestei discuţii, mişcarea observată a cometelor, aceste „nave spaţiale de cursă lungă“ care ne revelează *de visu* adevărata structură a cîmpului gravitaţional al Soarelui.

10. MIŞCAREA INSOLITĂ A COMETELOR, BOLIZILOR, METEORIŢILOR ŞI ASTEROIZILOR

10.1. EŞECURI ÎN SERIE ALE TEORIEI ACTUALE A GRAVITAŢIEI

După cele discutate pînă aici sperăm că ceea ce vom expune în cadrul acestui capitol nu va apărea de domeniul fantasticului, ci, mai degrabă, ca o ilustrare fizică, concretă, a celor mai importante dintre concluziile teoretice expuse anterior. În orice caz, îl asigurăm pe cititor că datele pe care le prezentăm nu sînt simple curiozităţi din lumea atît de diversă a astronomiei de observaţie, ci o realitate — ca să spunem aşa — cotidiană, pentru acei cercetători care lucrează în domeniul specializat al mecanicii cereşti cometare şi că ele au fost selectate dintr-un mare număr de lucrări de strictă specialitate de primă mînă.

În § 8.3 noi am analizat pe larg maniera nu tocmai coerentă prin care *Newton a identificat forţa sa gravitaţională care variază invers proporţional cu pătratul distanţei, cu forţa centripetă din mişcarea de rotaţie a corpurilor materiale, forţă care aparţine de drept gravitovortexului şi care variază invers proporţional cu cubul distanţei*. De aici a rezultat că legea newtoniană a gravitaţiei (şi toate celelalte legi care au la bază acest model gravitaţional fundamental) nu poate descrie coerent mişcarea corpurilor reale decît dacă aceste corpuri se deplasează pe traiectorii perfect circulare. Numai într-o astfel de mişcare regăsim fundamentele newtoniene $E =$ const, $G = G_0 =$ const, $C =$ const, şi în sfîrşit lipsa fenomenului de expansiune-contracţie.

Dacă însă un corp real (nu un punct material!) se mişcă în cîmpul gravitaţional solar pe o altă orbită decît cea circulară, identificarea forţei gravitaţionale newtoniene cu forţa centripetă nu mai este posibilă (§ 8.3) şi legea gravitaţiei a lui Newton nu mai poate descrie corect mişcarea observată, vor apărea efecte suplimentare, care, în general, vor varia *invers proporţional cu distanţa*. Noi am analizat deja o serie de asemenea efecte concrete, care pot fi uşor explicate cu ajutorul gravitovortexului şi vom analiza o altă serie în cadrul acestui capitol; şi din punctul de vedere al felului mişcării, proprietăţile spaţiului gravitaţional solar descris de teoria newtoniană a gravitaţiei nu reprezintă decît un caz limită al spaţiului gravitaţional real descris de gravitovortex.

Natura a aranjat astfel lucrurile ca orbitele celor cîteva mari planete care alcătuiesc sistemul nostru solar şi a căror mişcare o ţinem de multă vreme sub observaţie să fie orbite cvasicirculare; dacă, de exemplu, reprezentăm la scară orbita planetei Pămînt care are o excentricitate $e = 0{,}01674$, nu vom putea deosebi cu ochiul liber dacă această orbită este sau nu este un cerc perfect. Această conjunctură specifică i-a permis lui Newton să deducă legea sa a gravitaţiei şi să o aplice cu succes mişcării planetare.

Totuşi orbitele planetare nu sînt *perfect circulare* şi de aceea succesul teoriei newtoniene a gravitaţiei nu a putut fi deplin, în condiţiile extraordinarei precizii cu care astronomia de observaţie poate înregistra această mişcare

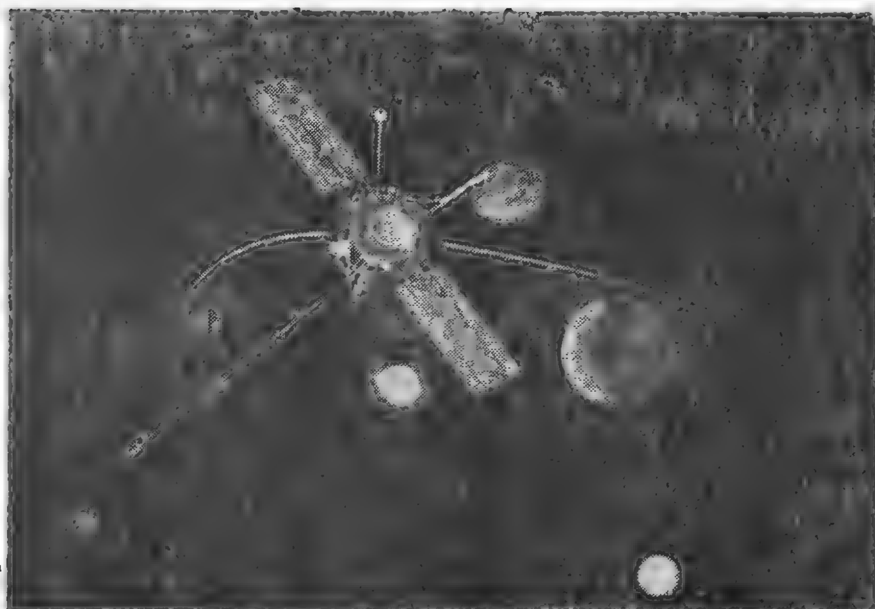


Fig. 72. Sistemele de orientare și dirijare ale navei spațiale Mariner 10 (în centru jos steaua reper Canopus).

și am putut cunoaște în linii generale incertitudinile care mai umbresc încă acest succes și care sînt reprezentate sintetic de valorile foarte diferite ale sistemului de mase atribuite în prezent planetelor sistemului solar. Este semnificativ faptul că mișcarea planetei Mercur, care are cea mai mare excentricitate dintre toate orbitele planetare (mișcarea lui Pluton situat la limita sistemului solar este foarte puțin precis cunoscută) și anume $e = 0{,}20562$, se abate cel mai mult de la teoria newtoniană a gravitației.

De curînd omul a pășit efectiv în cosmos și are ocazia — deocamdată între limite modeste — să constate „la fața locului" adevărata structură a cîmpului gravitațional solar, mai exact, să constate valabilitatea vechilor sale reprezentări asupra acestui spațiu. Nu ar trebui să ne inducă în eroare senzaționalele succese ale recentelor misiuni spațiale la mare distanță de Pămînt; ele sînt mai curînd succese ale tehnicii actuale de *control* și *dirijare* a navelor spațiale, decît ale teoriei gravitației. Nici o asemenea navă spațială nu și-ar putea atinge scopul, dacă zborul său programat conform teoriei gravitației nu ar fi în permanență controlat și corectat. În § 9 am discutat despre corecțiile traiectoriei navei Mariner 10 și despre peripețiile acestei călătorii interplanetare; în figura 72 se pot observa atît antena parabolică a navei prin care s-a menținut legătura radio cu Pămîntul, cît și sistemul de orientare dirijat în permanență de un reper fix îndepărtat, steaua Canopus (jos).

Rezultatele zborurilor navelor spațiale la mari distanțe de Pămînt și în special recentul periplu al navelor Voyager 1 și 2 dovedesc din nou și din ce în ce mai concludent că actuala teorie a gravitației nu descrie corect proprietățile reale ale spațiului gravitațional solar și are nevoie de — folosim termenii unuia dintre comunicatele NASA — „serioase amendamente". Din păcate coordonatorii programelor spațiale nu sînt prea darnici în furnizarea datelor cu adevărat interesante în această direcție.

Putem totuși compensa ușor această parcimonie. Natura a inițiat de mult, cu mult înaintea omului, un vast program de „misiuni spațiale" interplanetare, lansînd în spațiul circumsolar un imens număr de „nave" care străbat în toate direcțiile și în toate sensurile acest spațiu. Aceste nave se numesc comete, asteroizi, bolizi sau meteoriți și reprezintă toată acea categorie de corpuri cerești care, în afară de planete, alcătuiesc sistemul nostru solar și a căror mișcare poate fi precis observată și măsurată. Ei bine, mișcarea tuturor acestor corpuri cerești, și în special mișcarea cometară, apare net dizidentă în raport cu teoria actuală a gravitației, ea marchează net limita de valabilitate a acestei teorii și dezvăluie clar adevărata structură a spațiului gravitațional circumsolar și a spațiului gravitațional în general. Această structură pare însă să fie bine descrisă de ceea ce am numit gravitovortex.

Analiza modernă a acestei mișcări, analiză la care participă tehnica perfecționată de observație și calculatoarele electronice, confirmă pe deplin eșecul teoriei clasice și aceasta pare ușor de înțeles. Ar fi mai greu de înțeles cum ar putea o teorie care neglijează mișcări reale și importante ale corpurilor cerești, așa cum sînt mișcarea de rotație în jurul axei proprii și mișcarea cu expansiune-contracție și care presupune în același timp conservarea energiei mișcării, să interpreteze absolut exact mișcarea reală a corpurilor în jurul Soarelui. Interesant este faptul că abaterea mișcării cometare de la teoria newtoniană a gravitației nu reprezintă o constatare recentă, ea este cunoscută de mult, încă de pe vremea lui Newton. Aceasta ar putea să fie explicația faptului că astronomii s-au obișnuit atît de mult cu o astfel de serioasă neputință a teoriei gravitației, încît au inventat ei înșiși diverse mecanisme specifice, *negravitaționale*, care să explice de bine, de rău, mișcarea insolită a cometelor.

Povestea ar putea începe la 15 august 1682 cînd Flamsteed, pe atunci încă asistent la Observatorul din Greenwich, descoperea frumoasa cometă care avea să poarte numele lui Halley. Era epoca în care Fontenelle populariza vîrtejurile lui Descartes în splendidele sale *Entretiens sur le pluralité des mondes*, iar Newton abia pregătea micul său tratat de mecanică *De motu*.

Dr. Edmond Halley, pe atunci în vîrstă de 26 de ani, a putut să observe el însuși timp de cîteva zile această cometă. Mai tîrziu, în 1695, el începe lucrarea care i-a adus celebritatea, asupra traiectoriei acestei comete. Prima sarcină a fost, ca de obicei, de a culege acele descrieri de apariții de comete, pentru care existau poziții aparente suficient de precise pentru a putea servi la calcule. Prima descriere folosită a fost aceea a cometei din 1337, din observațiile bizantinului Nicephoras Gregoras. Descrierea următoare a fost aceea a cometei din 1472, observată de Regiomontanus, cea de a treia, apariția cometei lui Apian din 1531. Înaintînd, pe această cale, printre descrieri nu tocmai precise și adesea pur verbale, Halley a început să recunoască identitatea unor orbite. „Eu mă conving tot mai mult — scria el lui Newton — că această cometă (cea din 1682) a mai fost văzută încă de trei ori începînd cu anul 1531".

În anul 1703, el a prezentat la Royal Society lucrarea sa *Astronomiae Cometicae Synopsis*, o tabelă de 34 de orbite cometare, cu afirmația privind identitatea cometei din 1682 cu cele din 1607, 1531 și, probabil, cu cea din 1456. „Toate elementele concordă, cu excepția timpilor de revoluție care sînt inegali, dar aceasta ar putea fi atribuită unor cauze de ordin fizic... De unde, aș putea prezice cu siguranță reîntoarcerea aceleiași comete și în anul 1758".

Întreaga lucrare a lui Halley este axată pe indicația pe care o dă însuși Newton în propoziția XLII, problema XXII din *Principia*: „Dealtfel — spune

Newton — timpurile periodice ale cometelor ce se învîrtesc și laturile transverse ale orbitelor nu se vor determina destul de exact decît prin compararea cometelor între ele, care apar în diverse timpuri. Dacă se constată că mai multe comete, după intervale egale de timp, au descris aceeași orbită, trebuie să conchidem că toate acestea sînt una și aceeași cometă, ce se rotește pe aceeași orbită. Și atunci, în sfîrșit, din timpurile revoluțiilor se vor da laturile transverse ale orbitelor și din aceste laturi se vor determina orbitele eliptice".

Din acest citat ca și din alte analize, pe care Newton le dedică mișcării cometelor, apare clar o anumită incertitudine inițială asupra acestei mișcări, incertitudine care nu a dispărut nici pînă astăzi.

Cincizeci de ani lumea științifică a așteptat cu emoție și curiozitate legitimă reîntoarcerea cometei lui Halley, pe care el însuși nu a mai apucat să o vadă deoarece a murit în 1742. Nu era vorba numai de o nouă verificare a legii lui Newton, ci de demonstrarea definitivă a celei mai frumoase dintre teoriile astronomice. În vederea acestui scop, Clairaut și Lalande s-au antrenat încă în iunie 1757, într-o turbată cursă contra cronometru, pentru a calcula, conform teoriei lui Newton, traiectoria exactă a acestei comete. În noiembrie 1758 ei anunță Academiei Franceze de Științe rezultatele lucrărilor lor; cometa va trece la periheliu la data de 13 aprilie 1759. Cometa a traversat exact constelațiile prezise, dar *a trecut la periheliu cu o lună și o zi mai înainte de data fixată: la 12 martie 1759.*

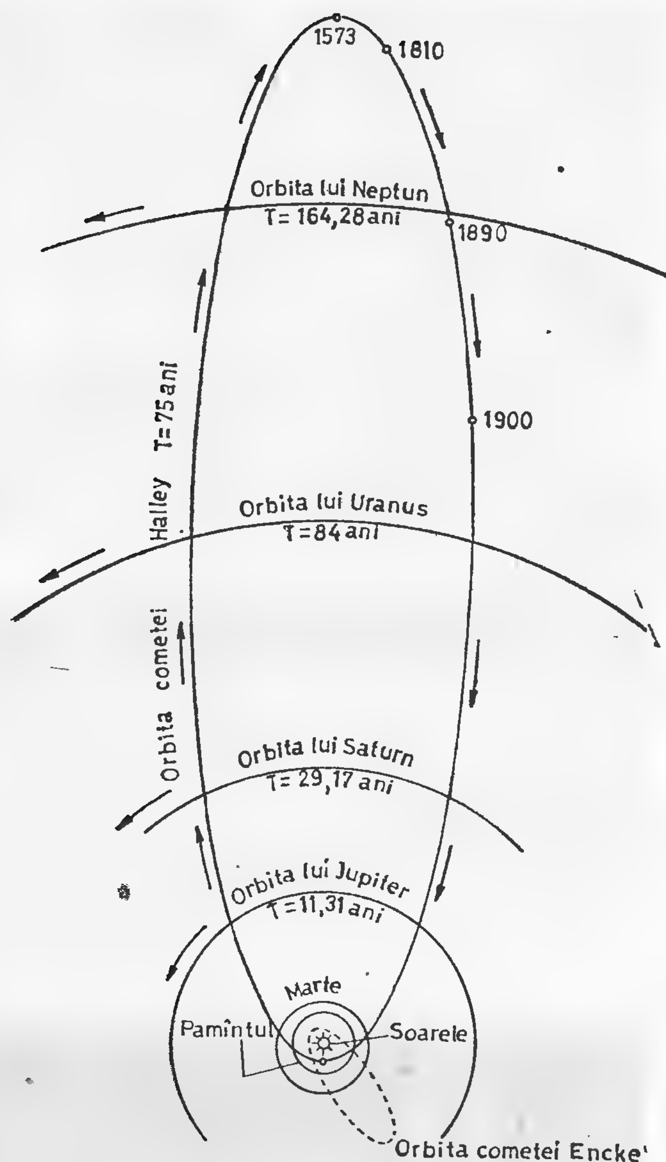
Pentru un calcul exact al reîntoarcerii din 1835 (între timp Herschel descoperise, în 1781, planeta Uranus) Academia de Științe din Torino a oferit un premiu internațional care a fost cîștigat în 1820 de baronul Damoiseau; trecerea la periheliu a fost fixată la 4 noiembrie 1835. Arago a prevăzut data trecerii cometei prin constelația Taurului la 20 august. Cometa a revenit într-adevăr în 1835, dar *a trecut la periheliu la 16 noiembrie și prin constelația Taurului la 5 august.*

În sfîrșit, pentru reîntoarcerea din 1910 cercetătorii au fost ceva mai prudenți (în 1846 Adams și Le Verrier descoperiseră o nouă planetă, Neptun). Pontécoulant fixează trecerea la periheliu pentru luna aprilie. Cowell și Crommelin, într-un extraordinar tur de forță, au calculat perturbațiile suferite de cometă începînd din anul 240 î.e.n. și au putut fixa o dată mai concretă: 8 aprilie. Seagrave indică data de 10 mai, alții 20 aprilie. *Față de cele mai exacte calcule, cometa a revenit în 1910 cu o întîrziere de trei zile.* Această diferență dintre calcul și observație este, desigur, cu mult mai mare decît avansul de periheliu al lui Mercur.

În trecut, aceste deviații de la itinerarul precis se explicau prin imperfecțiunea calculelor; nu toate influențele planetare erau luate în considerație. Dar și acum, cînd se ține seama de toate aceste perturbații (cum s-a făcut, de exemplu, la ultima întoarcere a cometei lui Halley), rămîne totuși o diferență apreciabilă între observație și calcul. Ce se crede astăzi despre aceste reziduuri extraordinare ale trecerii acestei comete?

Sînt mai multe ipoteze. Una foarte obișnuită este — din nou ca de atîtea ori în trecut — o masă ascunsă, o nouă planetă, foarte mare și situată dincolo de orbita lui Pluton. Această planetă gigant, pe care de un secol o caută în zadar cercetătorii, este din nou adusă în discuție, între alții de Brady [25]: 1/1000 din masa Soarelui și avînd o orbită înclinată cu 60° față de planul eclipticii. P. Goldreich, deși admite posibilitatea existenței unei asemenea planete, care ar conține cea mai mare parte a momentului unghiular al sistemului solar, crede totuși că reziduurile menționate se datoresc unor „forțe negravitaționale" [97]. Alții sînt însă de părere că existența unei astfel de

Fig. 73. Orbita cometei Halley.



planete este imposibilă; ea ar induce erori inadmisibile în mişcarea planetelor exterioare. Mă rog, o treabă destul de încurcată!

Dar nu numai cometa lui Halley prezintă această mişcare dizidentă în raport cu teoriile clasice ale gravitaţiei şi nu numai cometele cu perioadă lungă, pentru care s-ar putea invoca prezenţa unor mase mari, nedescoperite încă. *Cometa cu cea mai scurtă perioadă cunoscută (3,284 ani) este cometa Encke-Backlund,* care practic se mişcă în vecinătatea orbitei terestre. Încă din prima jumătate a secolului al XIX-lea s-a observat o *creştere sistematică a mişcării medii a acestei comete, în paralel cu o scădere sistematică a excentricităţii orbitei sale.* În plus această accelerare era şi variabilă. De exemplu,

accelerația a fost aproximativ constantă între 1819 și 1858, a dispărut între 1858 și 1871, a avut din nou o valoare constantă egală cu 2/3 din valoarea inițială între 1871 și 1895 și apoi o nouă valoare egală cu jumătatea valorii inițiale între 1895 și 1908 [44]. Mediată pe intervale de timp mai mari, valoarea $\Delta\mu/\mu$ ($\Delta\mu$ fiind variația pe revoluție a mișcării zilnice medii) este de $+9,7 \cdot 10^{-5}$ pentru perioada 1819—1865 și în jur de $4,2 \cdot 10^{-5}$ pentru perioada 1865—1934 [225]. Trebuie remarcat faptul că o asemenea accelerare „suplimentară" în raport cu calculul newtonian este un dezacord mare, el *reprezintă circa 2,7 ore pe o perioadă de rotație și acest efect este cumulativ în timp*. Nici o distribuție de mase a planetelor sistemului nostru solar, compatibilă cu datele de observație și cu teoria gravitației newtoniene, nu poate explica această mișcare pe care totuși o constatăm efectiv.

Pe de altă parte, înțelegem simplu că dacă în imediata vecinătate a Soarelui, unde este plasată orbita lui Mercur, relativitatea generală „permite" o accelerare *seculară* constantă a periheliului de numai 43 ", ea nu poate explica nici pe departe accelerarea observată a cometei Encke. Există bineînțeles și aici explicații. Encke însuși a propus una: un mediu rezistent pe care cometa l-ar întîlni în vecinătatea periheliului, dar acest „mecanism specific" a căzut de mult; mișcarea altor comete nu pare afectată de existența unui asemenea mediu. *Acest „mecanism" al mișcării cometelor scapă, efectiv, de sub controlul teoriilor clasice ale gravitației.*

Lista mișcărilor dizidente ale cometelor în raport cu teoriile clasice ale gravitației este o listă lungă și cu actualele posibilități tehnice și de calcul, ea are tendința de a se completa nedefinit. Un set de 64 comete dizidente cu perioadă lungă vor fi prezentate după Whipple [226] și analizate în continuarea acestui capitol; acum vom adăuga numai alte cîteva cu perioadă scurtă. Astfel, cometa d'Arrest (perioada 6,7 ani) prezintă o decelerare a mișcării medii pe revoluție $\Delta\mu/\mu = -6,4 \cdot 10^{-5}$, cometa Wolf 1 (perioada circa 8,3 ani) prezintă o decelerare medie $\Delta\mu/\mu = -2,5 \cdot 10^{6}$. Un proiect exhaustiv privind studiul mișcării dizidente a cometelor a fost realizat de către B. G. Marsden, Z. Sekanina și D. K. Yeomans în perioada 1969—1973 și rezultatele lor au fost publicate în *„The Astronomical Journal"* [136]. Utilizînd un mare număr de observații, selectate cu grijă, și o tehnică modernă de calcul și interpretare, ei au redus în general valorile erorilor medii din calculele inițiale ale lui Whipple care se refereau la cometele cu perioadă lungă, dar au demonstrat că și mișcarea observată a foarte multor comete cu perioadă scurtă, ca de exemplu

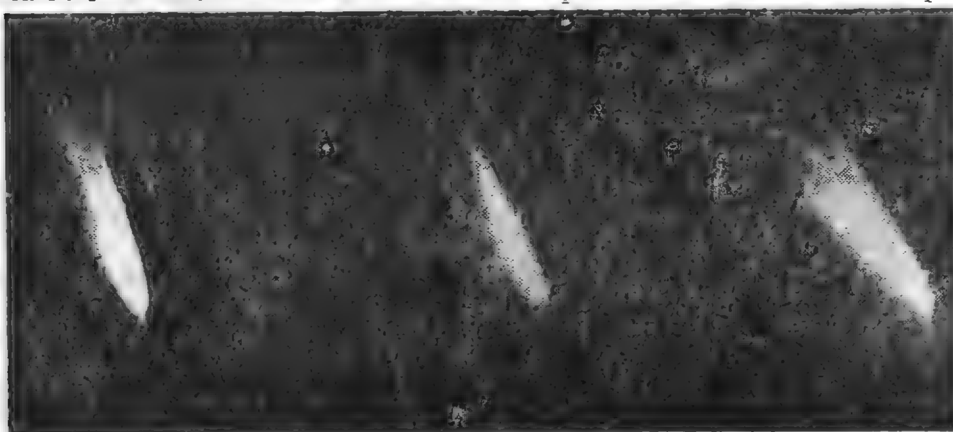


Fig. 74. Cometa Arend-Roland fotografiată la 24.4.'57, 28.4.'57 și 1.5.'57, după ce Pămîntul a traversat, la 26.4.'57, planul orbitei cometei.

Honda-Mrkos-Pajdusakova, Faye, Tempel 2, Biela, Brorsen, Tempel-Swift, Giacobini, Zinner, Schaumasse, Perrine-Mrkos, Brooks 2, Schwassman-Wachman 2, Forbes, Finlay, Comas-Sola, Tuttle, Pons-Winneke, Grigg-Skjellrup, 1971 (Toba), 1960 II (Burnham), 1970 II (Bennett) etc. este efectiv o mişcare dizidentă în raport cu teoriile actuale ale gravitaţiei.

Într-o altă serie de lucrări [137] B. G. Marsden constată asemenea reziduuri şi în mişcarea unor asteroizi, ca de exemplu în cazul asteroizilor 1362 (Griqua), Hidalgo, Cincinatti etc.

Este evident un eşec grav, cert şi foarte concret al teoriilor actuale ale gravitaţiei, acela de a nu putea calcula şi interpreta exact şi conform aceloraşi legi generale atît mişcarea observată, dizidentă, a cometelor, meteoriţilor şi asteroizilor, cît şi mişcarea planetelor. Whipple însuşi ajunge în studiul său la următoarea concluzie generală: *„Putem trage concluzia generală că, deşi unele comete par să se mişte sub influenţa aceleiaşi atracţii solare ca şi planetele, totuşi o apreciabilă parte dintre ele deviază de la o astfel de mişcare"*.

Asemenea constatări „în serie" ale unor specialişti de reputaţie mondială în domeniul mecanicii cereşti, adică în domeniul mişcării observate a corpurilor în sistemul nostru solar, ar trebui să dea serios de gîndit acelor teoreticieni care se ocupă cu gravitaţia şi care consideră încă avansul de periheliu al planetei Mercur ca fiind singura nepotrivire „certă" între calculul newtonian şi observaţie.

Mişcarea acestor corpuri cereşti enorme, care sînt cometele (masa pînă la 10^{21} g, diametrul coamei $10^{9} \div 10^{10}$ cm şi lungimea cozii pînă la 10^{12} cm ca în cazul cometei Bennet, de pildă), care practic străbat — în sens direct şi retrograd şi cu înclinări ale planelor orbitale variind între 0° şi 180° — întreaga sferă a sistemului nostru solar (de la limitele teoretic calculabile ale acestei sfere şi pînă efectiv prin coroana solară, ca în cazul cometei 1882 II), este mult mai în măsură să furnizeze *limitele de valabilitate* ale unei teorii a gravitaţiei, decît mişcarea oarecum banală, directă, planară şi cvasicirculară a planetelor. Aceste extraordinare sonde spaţiale interplanetare depăşesc cu mult prin număr şi varietatea traiectoriilor lor cele mai ambiţioase programe spaţiale posibile astăzi (fig. 75) şi noi ar trebui să profităm eficace de informaţiile pe care aceste sonde le furnizează gratuit.

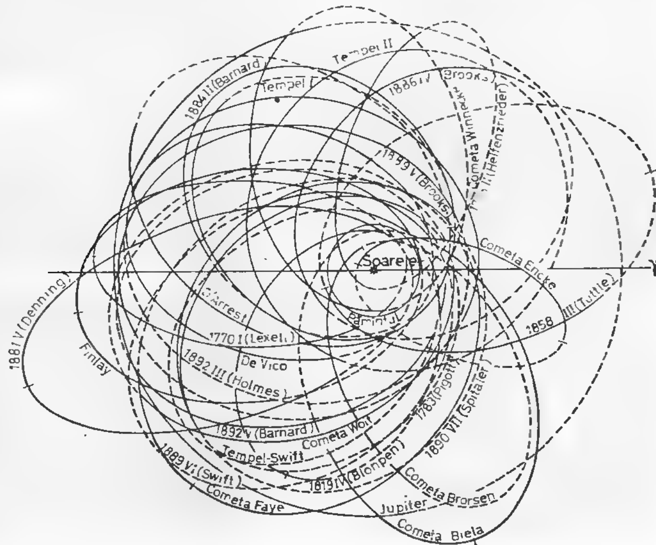


Fig. 75. Traiectoriile citorva comete situate în interiorul orbitei lui Jupiter. Numărul şi varietatea traiectoriilor cometare — care întrec cu mult cele mai ambiţioase programe spaţiale posibile în prezent — permit revelarea proprietăţilor reale ale spaţiului gravitaţional circumsolar şi, pe această bază, permit verificarea limitelor reale de valabilitate ale oricărei teorii a gravitaţiei.

Dar nu vom putea profita cu adevărat de asemenea informaţii atîta timp cît ne vom jena să le discutăm deschis, pentru simplul motiv că ele contrazic atît de direct teoria actuală a gravitaţiei. Este inadmisibil să polarizăm întreaga noastră atenţie asupra celor cîteva secunde de arc pe secol în plus sau în minus ale avansului de periheliu al lui Mercur şi să concentrăm toate eforturile noastre în domeniul teoriei gravitaţiei pentru tranşarea acestei false dileme, în timp ce mişcarea altor mii de corpuri cereşti ne arată clar că teoria actuală a gravitaţiei este în realitate cu mult mai puţin exactă decît ne-ar plăcea să credem. Între avansul periheliului lui Mercur şi speculaţiile matematice asupra diferitelor modele de univers, teoria gravitaţiei trebuie să fie capabilă a da răspunsuri concrete, cantitative, unui mare număr de probleme rămase nerezolvate chiar aici, în universul nostru restrîns în sistemul solar, pe Pămînt şi în experimentele de laborator.

Ştim bine că relativitatea generală este o teorie valabilă într-un anumit domeniu al mişcării gravitaţionale, domeniu care corespunde lărgirii corespunzătoare a clasei sistemelor inerţiale, operată de Einstein şi de aceasta ne convinge încă un mare număr de cercetări subtile care s-au făcut şi se fac încă la scară mare (de exemplu, recentele cercetări asupra unui eventual avans de periheliu relativist al asteroidului 1566 Icarus). Dar nu valabilitatea teoriei în cadrul domeniului amintit este cea care ne interesează în momentul actual, ci, în primul rînd, limitele sale, care frînează dezvoltarea în continuare a teoriei gravitaţiei. Aceste limite se conturează clar în condiţii de laborator şi noi le-am discutat deja pe larg. Ele sînt concludent confirmate de mişcarea corpurilor cereşti, pe care o analizăm în cadrul capitolului de faţă.

Toate studiile cantitative consacrate mişcării cometelor şi în primul rînd cele deja citate constată fără excepţie — direct sau indirect — următoarele două caracteristici ale acestei mişcări insolite.

1. Abaterile de la mişcarea conformă teoriilor actuale ale gravitaţiei variază de o manieră regulată în raport cu distanţa r dintre cometă şi Soare. Aceasta presupune existenţa efectivă în cîmpul gravitaţional al Soarelui a unei forţe „suplimentare" negravitaţionale, variind regulat cu distanţa heliocentrică. Pentru exemplificare vom cita un scurt pasaj din studiul lui Marsden, Sekanina şi Yeomans [136]: „Deoarece efectele forţelor negravitaţionale asupra mişcării unei comete date par în general să fie *foarte regulate*, ar fi rezonabil să aproximăm aceste forţe prin nişte funcţii continue. Rezultatele numerice, pentru un mare număr de comete cu perioadă scurtă, arată că influenţa acestor forţe se micşorează substanţial cu creşterea lui r".

În modelele de calcul ale lui Marsden, *această forţă suplimentară variază aproximativ invers proporţional cu* r^3. Aşadar, astronomii deduc efectiv din mişcarea observată a cometelor exact forţa suplimentară negravitaţională (în sens newtonian) a gravitovortexului. Alături de multe alte confirmări experimentale directe, această nouă confirmare constituie un argument neaşteptat în favoarea teoriei noastre.

2. *Aceste abateri variază de la o cometă la alta* (a se vedea abaterile constatate în cazul a 64 de comete dizidente prezentate în tabelul 24) *şi depind deci efectiv de „natura" cometei* (lucrările lui Whipple, Marsden, Delsemne, Huebner, Miller din perioada 1950—1973). Aceasta revine la a spune, în limbajul consacrat al teoriilor gravitaţiei, că *mişcarea observată a cometelor nu se face pe geodezică.* Marsden însuşi îşi modifică ulterior primele sale modele de calcul astfel încît ele să ţină cont de „natura" acestor comete.

Rezultă deci că mişcarea nongeodetică nu este o simplă speculaţie a gravitovortexului, ci reprezintă un fenomen fizic real, revelat de mişcarea

naturală a unui număr foarte mare de corpuri cereşti. Pentru a înţelege cît de concret apare astronomilor această mişcare interzisă de teoriile actuale ale gravitaţiei, vom spune că în cadrul mecanismului negravitaţional, inventat de Whipple pentru a explica într-un fel mişcarea dizidentă a cometelor, pe care îl vom discuta în secţiunea următoare, *fiecare cometă este înzestrată cu o structură chimică şi fizică specifică, care se află în directă legătură cu mişcarea sa observată.*

Privitor la mişcarea cometară observată putem trage deci următoarele concluzii mai importante.

1. Pentru teoriile actuale ale gravitaţiei mişcarea cometelor constituie un eşec cert şi absolut, confirmat în proporţie de masă deoarece:

— *nu pot explica în nici un fel mişcarea cu expansiune-contracţie a acestor corpuri, observată clar şi la scară mare;*

— *sînt incompatibile cu mişcarea cometară nongeodetică, care este o mişcare reală, observată clar şi la scară mare;*

— *nu pot explica cu precizia necesară (vom mai demonstra această afirmaţie) mişcarea cometară de revoluţie.*

2. Pentru gravitovortex mişcarea observată a cometelor este nu numai naturală, adică explicabilă, dar şi obligatorie deoarece:

— *ea nu face excepţie de la mişcarea (gravitovortex) a planetelor;*

— *mişcarea cu expansiune-contracţie observată în general reprezintă o condiţie sine qua non a mişcării gravitovortex;*

— *mişcarea nongeodetică observată este perfect compatibilă cu teoria;*

— *mişcarea de revoluţie a cometelor, care apare dizidentă în raport cu teoriile actuale ale gravitaţiei, poate fi explicată în bune condiţii de gravitovortex* (§ 10.3).

Înainte însă de a trece la explicarea extraordinarelor reziduuri ale mişcării de revoluţie a cometelor va trebui să analizăm ceva mai în detaliu mecanismul specific negravitaţional inventat de astronomi (Whipple), pentru a explica într-un fel mişcarea cometară.

10.2. FIZICA COMETARĂ, FORŢELE „NEGRAVITAŢIONALE“ ŞI EPICICLURILE LUI PTOLEMEU

Mijloacele actuale de observaţie permit descoperirea unei comete cînd distanţa sa de Soare este de 2—3 unităţi astronomice. La această distanţă cometa apare ca o mică pată nebuloasă, fără contur precis, slab strălucitoare. Spre centrul micii nebulozităţi se observă un punct ceva mai luminos — *nucleul* cometei. Nebulozitatea care înconjoară nucleul poartă numele de *coamă.*

Cînd cometa se apropie mai mult de Soare, strălucirea sa începe să crească, iar din nucleu încep să apară fîşii luminoase scurte, numite efluvii, care ulterior se lungesc şi se curbează de regulă în direcţie opusă Soarelui, formînd una sau mai multe cozi luminoase (de tipul I sau tipul II sau ambele deodată).

Dimensiunile cometelor sînt incomparabil mai mari decît ale celorlalte corpuri din sistemul solar. Cozile pot atinge lungimi de sute de milioane de kilometri, depăşind uneori distanţa Pămînt-Soare. Părţile centrale ale cometelor *(capetele* lor*)* pot depăşi dimensiunile Soarelui. Cu toate acestea, masele cometelor sînt foarte mici, cu totul neglijabile în raport cu masele planetare.

Coama este o regiune luminoasă, difuză, avînd o formă aproape sferică. În domeniul optic, în care erau observate exclusiv pînă de curînd, se poate constata prezența benzilor de emisie a diferiți radicali, cîteva linii atomice incluzînd liniile roșii ale oxigenului neutru și benzile de emisie ale ionilor care apar în coadă. Se constată, de asemenea, un spectru Fraunhofer solar, reflectat, care indică prezența unor corpuri solide sub formă de praf sau eventual de bolovani. Identificările spectrale pentru o cometă tipică sînt prezentate în tabelul 23.

Tabelul 23

Cap—CN, CN_2, C_2, Cs, CH, C^{12}, C^{13}, NH, NH_2;
(OI), OH, Na, Si, Ca, Cr, Mn, Fe, Ni, Cu, Co, Y;
H (ultraviolet):
CO^+, CH^+, CO_2^+, N_2^+, OH^+, Ca;
Lumină solară reflectată, emisie termică (infraroșu).
Coadă (*tip I*) — CO^+, CH^+, CO_2^+, N_2^+, OH^+.
Coadă (*tip II*) — Lumină solară reflectată, emisie termică (infraroșu).

Dimensiunile măsurate ale coamei depind atît de distanța heliocentrică, cît și de emisia particulară utilizată. În domeniul optic coada albastră a radicalului CN ($\lambda = 4\,000$ Å) este cea mai puternică trăsătură spectrală. Ea apare prima, la circa $r \sim 3$ ua, și definește *cea mai mare extensie a capului cometei*; liniile (OI) apar de obicei la circa $r \leqslant 1$ ua, iar cele metalice la $r \leqslant 0{,}1$ ua, dar acestea din urmă au fost observate în foarte puține cazuri.

Cea mai spectaculoasă trăsătură a cometei este coada de tipul I (plasmă), care, atunci cînd este complet dezvoltată, se întinde pe circa 20—30 milioane de km. De obicei, coada începe să se dezvolte cînd $r \leqslant 1{,}5$ ua, dar se cunosc destule cazuri cînd ea apare mult mai devreme. Cel mai cunoscut exemplu este cel al cometei Humason care a dezvoltat o coadă de tipul I încă pe cînd se afla la 5 ua [133].

Cel mai controversat component al unei comete (din punct de vedere al naturii sale) este nucleul. El nu a fost văzut niciodată cu ochiul liber; în telescoape mari are aspectul unei stele situată în centrul coamei. În anumite comete nu se observă nuclee, în timp ce în altele se observă mai multe. Aproximativ 25% dintre comete nu prezintă nuclee pe toată durata observației, iar în altele nucleul apare și dispare, fiind uneori observabil și alteori nu [133]. Contribuția procentuală a nucleului la luminozitatea integrală a coamei este de regulă mai mică de 1%.

Datorită formei sale nedefinite și ținînd cont de rezoluțiile actuale ale telescoapelor, se consideră ca limită superioară pentru raza nucleului valoarea de 100 km. Se poate totuși estima dimensiunea sa plecînd de la luminozitatea observată și făcînd anumite ipoteze asupra albedoului și corecției de fază. Presupunînd cel mai mic albedou existent în sistemul solar ($\sim 0{,}02$), se obțin (după Roemer) următoarele valori ale razei nucleului:

— comete cu perioadă scurtă, $0{,}8 \text{ km} < R < 38$ km,
— comete cu perioadă lungă, $2 \text{ km} < R < 65$ km.

Cu privire la natura nucleului, deși o minoritate consideră regiunea nucleară un „banc de pietriș zburător", fără coerență fizică, majoritatea astrofizicienilor consideră că el este un cvasimonolit. Modelul de nucleu general acceptat este „conglomeratul de gheață" al lui Whipple, conform căruia el constă dintr-o matrice de gaze înghețate și praf meteoritic. Acest model al lui Whipple a putut explica o serie de fenomene cometare ca de exemplu unele

Fig. 76. Cometa Kohoutek la 17.1.'74, ora 19 U.T., fotografiată în lumină verde polarizată (Pic du Midi).



efecte negravitaționale ale mișcării, ruperile bruște ale cometelor și caracteristicile generale ale coamei în expansiune. Pentru a atinge însă o asemenea performanță, acest model s-a transformat cu timpul într-o construcție artificială, greoaie, în care abundă o serie de ipoteze inventate special pentru a „salva fenomenele", o adevărată reeditare în mic a istoriei epiciclurilor lui Ptolemeu.

Pînă către 1940 Whipple numea cometele „bancuri de nisip zburătoare". Conform acestei interpretări, cometa este formată dintr-o mare sferă de material meteoritic, care forma capul și conținea gaze pentru a alcătui coama și coada atunci cînd era excitată de căldura Soarelui. După 1940 Whipple s-a decis să-și revizuiască propriile sale interpretări.

Primul său nou model de cometă a fost publicat în 1950 [225]. Scopul principal al acestei decizii este expus clar de Whipple în primul rînd al articolului său: *„Este prezentat un nou model de cometă, cu scopul principal de a rezolva mișcarea anormală a cometelor"*. Cu alte cuvinte, el încearcă, prin inventarea unui mecanism fizic plauzibil, să suplinească deficiențele teoriilor gravitaționale, care nu pot să descrie cu suficientă precizie mișcarea observată a cometelor. Răbdarea astronomilor a ajuns, după cum se vede, la limită, dacă ei au hotărît să ia pe cont propriu rezolvarea unor probleme care de drept aparțin teoriei gravitației!

Acest mecanism al lui Whipple este următorul: „Gazul ieșind din nucleu (sub acțiunea încălzirii solare) va avea o viteză corespunzînd aproximativ

vitezei medii a moleculelor, la temperatura existentă la suprafața nucleului; momentul gazului ejectat va exercita astfel o forță asupra acestuia. Dacă nucleul se rotește și există o întîrziere apreciabilă între timpul cînd Soarele trece la meridian și cel în care gazul părăsește nucleul, această forță va da o componentă perpendiculară pe raza vectoare a orbitei cometei. Forța poate acționa în orice direcție, funcție de direcția axei și de sensul de rotație al nucleului". Mecanismul specific, inventat de Whipple, transformă de fapt cometa într-o adevărată *rachetă*, avînd la bord un adevărat sistem automat de comandă capabil nu numai să accelereze sau să frîneze mișcarea, dar la nevoie să schimbe însăși direcția de mișcare.

Aceasta înseamnă că pentru a explica accelerarea sau decelerarea observată în mișcarea cometelor, ele trebuie să se rotească cînd într-un sens, cînd în altul și să aibă o poziție a axei convenabilă. Trebuie spus că nu există nici măcar dovada clară că cometele se învîrtesc într-adevăr. Jeturile de formă spirală, care uneori pot fi observate ocazional în interiorul coamei și care au fost fotografiate în cazul cometei Bennet (S. M. Larson, 1972), nu reprezintă desigur baza fizică suficientă, necesară pentru ipotezele cu efecte cantitative atît de precise pe care le presupune mecanismul lui Whipple.

Ipoteze suplimentare — pentru fiecare caz în parte — a trebuit să fie făcute, pentru a explica pierderile de masă necesare interpretării cantitative ale diverselor accelerații observate. Aceasta a condus la alte ipoteze suplimentare asupra naturii fizico-chimice a nucleului cometelor, care trebuia să asigure cantitatea suficientă de produși volatili necesară accelerării, în acord cu cantitatea cunoscută de căldură pe care cometa o primea la o anumită distanță de Soare. Modelul inițial al lui Whipple s-a transformat cu timpul în variante foarte sofisticate, cu noi ipoteze suplimentare, prin lucrările lui Delsemne și Swings (1952), Squires și Beard (1961), Huebner (1965), Delsemne (1966), Whipple și Sfetanik (1966), Delsemne și Miller (1971) etc.

Littleton (un specialist de reputație mondială în domeniul astrofizicii cometare) supune unei critici foarte severe însăși *bazele fizice* ale modelului lui Whipple, pe care le găsește în contradicție flagrantă cu datele observate. El scrie, între altele [225]: „Sînt cunoscute numeroase comete a căror distanță perihelică este mai mare de 2 ua și care rămîn deci permanent la o asemenea distanță de Soare încît căldura solară nu poate produce practic nici un efect. Cu toate acestea, cometa Humason (1962 VIII), de exemplu, deși se afla mult dincolo de orbita lui Marte, avea totuși o coadă dezvoltată. Marea cometă din 1927 a avut distanța perihelică de peste 4 ua și totuși era vizibilă cu ochiul liber! Poate fi luată în serios prezumția că acestea ar fi simple conglomerate de gheață cu dimensiuni de cîțiva zeci de kilometri, care se evaporă sub influența căldurii solare cînd ele se află la aceeași distanță cu Jupiter? Alte comete se mișcă în imediata vecinătate a Soarelui și nu arată practic decît o coadă foarte puțin dezvoltată (de exemplu, Cometa Ikeya-Seki în 1965)...".

Cu privire la mecanismul reactiv propriu-zis, Littleton scrie: „Oricum, originea presupusului *mecanism de reacție, care trebuie atribuit nucleului pentru a-l devia de la orbita newtoniană*, este foarte îndoielnică. Ipoteza inițială, aceea a unui bulgăre de gheață, a trebuit să fie suplimentată cu multe alte ipoteze fizice, pentru a se ține cont de datele orbitale. Din experiențe asupra construcției de rachete știm că trebuie să existe diferențe mari de temperatură între gazele expulzate și mediul înconjurător, pentru ca propulsia să fie într-adevăr eficace și acest deziderat nu se realizează în cazul unei comete".

Nu avem aici posibilitatea să prezentăm toate argumentele fizice și teoretice pe care Littleton le ridică categoric împotriva modelului lui Whipple,

care, în cele mai recente variante, s-a transformat într-un conglomerat de ipoteze inventate *ad-hoc*. Vom reproduce numai concluzia finală a lui Littleton: „Modelul lui Whipple ne amintește de o complicată jucărie pentru copii, compusă din fel de fel de cilindri, bare interconectate și multe alte piese, dar căreia îi lipsește tocmai motorul care să o pună în funcțiune".

Aplicat în mod concret la calculul abaterilor cometare, mecanismul lui Whipple reușește în unele cazuri, printr-o selectare adecvată a anumitor observații, să interpreteze sau să reducă aceste abateri. În alte cazuri însă, el intră în conflict direct cu calculul și cu datele observaționale, chiar foarte convenabil selectate. Astfel, contrar prevederilor acestui mecanism, *o serie de comete arată o creștere a forțelor negravitaționale cu timpul*, așa cum este, de exemplu, cazul cometelor Giacobini-Zinner, Faye, Pons-Winnecke, Encke etc. (Marsden 1971).

De asemenea, se constată că *anumite comete apar într-o anumită perioadă accelerate, pentru ca după un timp ele să fie decelerate*. Este cazul cometelor Encke, Brorsen, Schaumasse etc. (Marsden 1971). Aceasta ar presupune schimbarea *ad-hoc* a sensului de rotație a cometei, ipoteză greu de susținut. În sfîrșit, *alte comete arată o inexplicabilă schimbare bruscă în mișcarea lor*, ca, de exemplu, Perrine-Mrkos, Schaumasse etc. Toate aceste „anomalii" sînt trecute de Marsden în categoria cometelor „dizidente" de la modelul Whipple. Se înțelege că mecanismul lui Whipple nu poate explica nici mișcarea cu expansiune-contracție a cometelor.

Nu este locul aici să discutăm, în detaliu, toate lipsurile acestui „mecanism"; despre unele dintre ele vom mai aminti în acest capitol. Fără a minimaliza în nici un fel meritele indiscutabile ale lucrărilor efectuate în această direcție, stimulate fundamental de însuși Whipple, și care au contribuit efectiv la o mai bună cunoaștere a structurii fizico-chimice a acestor ciudați și greu descifrabili aștri care sînt cometele, noi am încercat numai să sugerăm o concluzie știută de toți: generarea forțelor negravitaționale printr-un mecanism Whipple, astfel încît acestea să suplinească abaterile de la mișcarea conformă teoriilor clasice ale gravitației, conduce la crearea unui adevărat eșafodaj de ipoteze, din ce în ce mai multe și mai artificiale, pe măsură ce se încearcă explicarea unor detalii din ce în ce mai fine ale mișcării cometare. Este, așa cum am mai spus, o reeditare în miniatură a istoriei epiciclurilor lui Ptolemeu: din ce în ce mai multe epicicluri, pe măsura creșterii preciziei de observație.

Dacă, în cazul mecanismului mișcării planetelor, construcția artificială a epiciclurilor și deferentelor lui Ptolemeu se datora în principal menținerii neatinse a dogmei orbitei perfect circulare și a constanței vitezei orbitale a planetelor, în cazul mișcării cometare, analizată aici, se pare că dogma rezidă în menținerea „constantei" gravitaționale G și a concluziilor teoriilor clasice asupra mișcării rezultate din considerarea mișcării cvasicirculare a planetelor.

La fel cum sistemul lui Ptolemeu considera reală mișcarea aparentă a aștrilor, așa cum era ea văzută de pe Pămînt, tot astfel teoriile actuale ale gravitației consideră „universală", deci reală, valoarea aparentă a „constantei" G, măsurată pe Pămînt.

Dar fără generarea forțelor negravitaționale, conform mecanismului lui Whipple, mișcarea dizidentă a cometelor devine de neînțeles. Noi credem că explicarea acestei mișcări este pur și simplu treaba unei teorii ceva mai exacte a gravitației, capabilă să renunțe complet la întregul eșafodaj de ipoteze pe care îl presupun mecanismele negravitaționale și vom încerca să demonstrăm această posibilitate în cele ce urmează.

10.3. ABATERI DE LA MIŞCAREA STANDARD A COMETELOR ŞI CORECŢIILE GRAVITOVORTEX

Problema determinării orbitei unei comete sau asteroid se divide în două: 1) determinarea unei prime orbite pentru astrul nou descoperit şi 2) ameliorarea ulterioară a elementelor orbitale şi obţinerea orbitei exacte sau *definitive*, ţinîndu-se seama de perturbaţiile produse asupra mişcării circumsolare de atracţia planetelor.

Orbita reală a astrului este parcursă sub acţiunea atracţiilor gravitaţionale sau „negravitaţionale" exercitate teoretic de toate corpurile existente în sistemul solar. Această orbită nu este o elipsă, ci o curbă complicată şi deschisă. Din observaţii se obţin cîteva poziţii ale astrului aflat pe această traiectorie foarte complicată, dar acestea nu permit calculul riguros al traiectoriei astfel încît problema se simplifică după cum urmează.

În locul orbitei reale se determină o *orbită neperturbată* simplificată, adică acea orbită pe care ar descri-o astrul dacă nu ar fi supus decît la atracţia gravitaţională newtoniană a Soarelui. Aceasta este o elipsă kepleriană, tangentă la orbita reală în punctul în care s-ar găsi astrul în momentul în care toate atracţiile planetare ar dispărea.

Problema se reduce deci la determinarea unei elipse avînd focarul în Soare, tangentă la orbita reală în punctul considerat şi trebuie să putem găsi cele 6 elemente caracteristice acestei elipse.

Din cele spuse, rezultă că orbita reală şi cea neperturbată au un punct comun A şi o tangentă comună AT (fig. 77). În momentul t, în care astrul se află în A, el are coordonatele rectangulare x, y, z şi componentele vitezei $\dot{x}$, $\dot{y}$, $\dot{z}$. Cu alte cuvinte, în momentul considerat t, coordonatele şi componentele vitezei astrului aflat pe orbita neperturbată sînt aceleaşi, ca şi coordonatele şi componentele vitezei astrului aflat pe orbita reală.

Orbita neperturbată se numeşte *orbită osculatoare*, punctul A este *punct de osculaţie*, iar t — *momentul* (sau *epoca*) *de osculaţie*. Să presupunem că am ales punctul de osculaţie A. Pentru determinarea orbitei osculatoare ar fi necesar să se cunoască cele 7 mărimi de mai sus; momentul t, coordonatele x, y, z şi componentele vitezei $\dot{x}$, $\dot{y}$, $\dot{z}$. Observaţiile la momentul t nu ne dau însă decît cele două coordonate sferice ecuatoriale, *ascensia dreaptă* α şi *declinaţia* δ, ele ne dau deci numai direcţia spre astru şi nu distanţa acestuia faţă de observator şi nici poziţia sa în spaţiu. Se pune deci problema: fie să se treacă de la α şi δ la mărimile de care avem nevoie, fie să găsim altă soluţie.

Prima metodă a fost elaborată de Laplace în 1780, dar ea are un caracter mai mult teoretic şi cu toate încercările făcute de H. Poincaré (1906) şi A. Leuchner (1912) nu a putut căpăta o formă utilizabilă în practică.

Metoda a doua, iniţiată de Gauss în legătură cu descoperirea primului asteroid în 1801, se bazează pe următoarele considerente: dacă am lua 3 (sau 4) puncte foarte apropiate ale orbitei reale şi am construi pentru aceste puncte orbitele osculatoare corespunzătoare, acestea din urmă s-ar deosebi foarte puţin între ele, cu atît mai puţin cu cît punctele de osculaţie ar fi

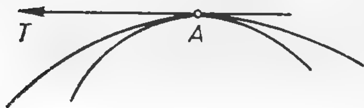


Fig. 77. Punct de oscultaţie.

mai apropiate. Cînd așezarea punctelor este potrivit aleasă, diferențele pot fi de același ordin sau chiar mai mici decît erorile de observație. Prin urmare, orbita osculatoare poate fi determinată nu din coordonatele și componentele vitezei, ci din coordonatele aparente ale punctelor apropiate ale orbitei, admițînd că în intervalul de timp considerat astrul s-ar mișca pe o singură orbită neperturbată.

Din cele spuse aici, se vede că pentru determinarea celor 6 elemente ale orbitei osculatoare trebuie să putem construi și rezolva un sistem de ecuații în care să intre cele 6 elemente necunoscute. Fiecare observație ne dă cele două coordonate ecuatoriale α și δ și ne permite să formăm 3 ecuații care leagă α și δ de elementele orbitei. În aceste ecuații intră și o a șaptea necunoscută, distanța de la Pămînt la astrul observat.

Așadar, o singură observație ne dă 3 ecuații cu 7 necunoscute. O nouă observație ne va da iarăși 3 ecuații, conținînd elementele orbitei și o altă distanță Pămînt-astru; în total vom avea deci 6 ecuații cu 8 necunoscute. În sfîrșit, o a treia observație ne va da iarăși 3 ecuații conținînd elementele și o nouă distanță Pămînt-astru; trei observații conduc deci la un sistem de 9 ecuații care leagă cantitățile observate t_1, t_2, t_3 (momentele observațiilor), α_1, δ_1; α_2, δ_2; α_3, δ_3 (coordonatele ecuatoriale ale astrului), de necunoscutele: cele 6 elemente ale orbitei și cele 3 distanțe Pămînt-astru, în total 9 necunoscute.

Sistemul poate fi rezolvat teoretic, existînd chiar mai multe variante ale metodei clasice a lui Gauss dintre care unele pot fi adaptate pentru rezolvarea pe calculatorul electronic. În felul acesta, se determină o primă orbită a unui nou astru descoperit și cu ajutorul acesteia se poate calcula efemerida sa planetară, adică o tabelă în care, pentru momentele de timp t_1, t_2, . . ., t_n, de obicei, echidistante, se dau pozițiile geocentrice ulterioare ale astrului sub forma coordonatelor sale ecuatoriale.

Aceste poziții calculate nu corespund niciodată corect cu cele observate, deoarece orbita calculată nu este niciodată suficient de exactă, ea permite doar indicarea aproximativă a zonei în care ar putea să se găsească la o observație ulterioară astrul urmărit. Sînt multe cazurile în care aștrii nou descoperiți au fost efectiv pierduți. Astfel, asteroidul (719) Albert a fost descoperit la Viena de către astronomul A. Paliza; el a fost observat între 3 și 13 octombrie 1911 și, pe baza acestor observații, i s-a calculat orbita și efemerida. După o perioadă de timp în care mica planetă nu a putut fi observată, ea a dispărut pur și simplu și nu a mai putut fi găsită cu toate eforturile depuse de numeroși astronomi. Este, la fel, cazul asteroizilor (1932 *UA*) Apollo, (1936 *CA*) Adonis și (1937 *UB*) Hermes. Alți asteroizi, pierduți la început, au fost regăsiți ulterior cu totul întîmplător.

Pentru a pune oarecare ordine în mișcarea marilor planete ale sistemului nostru solar omenirea a avut nevoie de mai bine de 20 de secole de calcule și de observații, care au corectat în permanență aceste calcule, niciodată definitive.

Nici din trei și nici din 300 de observații succesive nu vom putea obține exact prin calcul orbita reală a unui astru nou descoperit și pînă la urmă orbita înregistrată va fi *orbita obținută exclusiv din observații*; de-abia ulterior urmează să vedem dacă calculul conform teoriei actuale a gravitației poate interpreta mișcarea înregistrată practic. Dealtfel, dacă ne gîndim mai bine, putem constata că de fapt același lucru s-a întîmplat în trecut și cu orbitele tuturor planetelor sistemului solar (dacă facem abstracție de sfertul de excepție pe care-l reprezintă celebra descoperire prin calcul a planetei Neptun de către Le Verrier și Adams).

Veți spune că toate acestea sînt firești, deoarece astrul nou descoperit nu se mișcă, conform ipotezei de calcul care face abstracție de perturbațiile planetare, pe orbita reală, ci pe orbita osculatoare. Pentru a obține concret această din urmă orbită, va trebui ca din orbita înregistrată prin observații să extragem perturbațiile exercitate asupra astrului de către planetele mari ale sistemului solar, cu alte cuvinte va trebui să obținem orbita sa *definitivă*. Vom vedea atunci cum această orbită definitivă este o frumoasă *elipsă* kepleriană, de-a lungul căreia mișcarea astrului se supune întru totul calculelor preconizate de actuala teorie a gravitației.

În tabelul 24 prezentăm, după F. L. Whipple [226], un set de 64 de orbite cometare definitive. Semnificațiile mărimilor indicate în tabel sînt următoarele:

— dacă a este semiaxa mare a orbitei, valoarea raportului $1/a > 0$ va caracteriza deci elipsa, $1/a < 0$ hiperbola și $1/a = 0$ parabola;

— q este distanța perihelică (în ua);

— ω este longitudinea (în orbită) a periheliului;

— Ω este longitudinea nodului ascendent;

— i este înclinația planului orbitei;

— K este constanta lui Gauss, omologul astronomic al constantei gravitaționale, de care poate fi legată prin relația

$$\frac{\Delta K}{K} = \sqrt{\frac{\Delta G}{G}} \,. \qquad (10.1)$$

Tabelul 24

Mișcarea negeodezică, cu G (sau K) variabil, revelată de rezolvarea în $\Delta K/K$ a ecuațiilor orbitelor definitive a 64 de comete cu perioadă lungă (Whipple F.)

Cometa	$1/a$ (ua)$^{-1}$	q (ua)	ω (°)	Ω (°)	i (°)	$\Delta K/K$	Eroarea medie a lui $\Delta K/K$
1850 I	$+106 \cdot 10^{-5}$	1,081	181	93	68	$+601 \cdot 10^{-5}$	$\pm 125 \cdot 10^{-4}$
1850 II	000	0,565	243	206	40	$-437 \cdot 10^{-7}$	$405 \cdot 10^{-7}$
1852 II	000	0,905	37	316	131	$+396 \cdot 10^{-4}$	$186 \cdot 10^{-5}$
1853 II	$+118 \cdot 10^{-4}$	0,909	199	41	122	$+120 \cdot 10^{-6}$	$108 \cdot 10^{-6}$
1853 III	$-802 \cdot 10^{-6}$	0,307	170	141	62	$-119 \cdot 10^{-7}$	$279 \cdot 10^{-8}$
1853 IV	$-712 \cdot 10^{-5}$	0,173	278	220	119	$-127 \cdot 10^{-6}$	$104 \cdot 10^{-6}$
1854 V	$+100 \cdot 10^{-4}$	1,357	287	238	14	$-366 \cdot 10^{-8}$	$409 \cdot 10^{-8}$
1855 II	$+251 \cdot 10^{-4}$	0,568	23	260	157	$+262 \cdot 10^{-5}$	$109 \cdot 10^{-5}$
1855 IV	000	1,231	326	52	170	$+998 \cdot 10^{-7}$	$725 \cdot 10^{-6}$
1857 III	000	0,368	134	24	121	$+227 \cdot 10^{-6}$	$802 \cdot 10^{-7}$
1857 IV	$+263 \cdot 10^{-4}$	0,747	181	201	33	$+752 \cdot 10^{-7}$	$161 \cdot 10^{-6}$
1857 V	$+548 \cdot 10^{-5}$	0,563	125	15	124	$-242 \cdot 10^{-6}$	$408 \cdot 10^{-6}$
1858 IV	000	0,544	99	325	100	$-413 \cdot 10^{-6}$	$128 \cdot 10^{-6}$
1858 VI	$+638 \cdot 10^{-5}$	0,578	129	165	117	$-163 \cdot 10^{-7}$	$409 \cdot 10^{-8}$
1861 I	$+180 \cdot 10^{-4}$	0,921	213	30	80	$-180 \cdot 10^{-8}$	$141 \cdot 10^{-8}$
1862 II	000	0,981	27	327	172	$-110 \cdot 10^{-7}$	$907 \cdot 10^{-7}$
1863 II	000	1,068	4	251	113	$+338 \cdot 10^{-7}$	$385 \cdot 10^{-7}$
1863 IV	$+144 \cdot 10^{-5}$	0,707	357	97	78	$-160 \cdot 10^{-6}$	$337 \cdot 10^{-6}$
1863 VI	$-495 \cdot 10^{-6}$	1,313	78	105	83	$-121 \cdot 10^{-6}$	$269 \cdot 10^{-7}$

Cometa	$1/a$ (ua)$^{-1}$	q (ua)	ω (°)	Ω (°)	i (°)	$\Delta K/K$	Eroarea medie a lui $\Delta K/K$
1864 III	$+689 \cdot 10^{-5}$	0,931	232	32	110	$-194 \cdot 10^{-6}$	$464 \cdot 10^{-7}$
1867 III	000	0,330	149	65	97	$+238 \cdot 10^{-6}$	$171 \cdot 10^{-7}$
1870 IV	000	0,389	91	95	147	$-827 \cdot 10^{-5}$	$127 \cdot 10^{-4}$
1871 I	$+334 \cdot 10^{-5}$	0,654	223	279	88	$+499 \cdot 10^{-6}$	$168 \cdot 10^{-6}$
1871 IV	000	0,691	243	147	98	$-133 \cdot 10^{-6}$	$183 \cdot 10^{-6}$
1873 V	$+701 \cdot 10^{-6}$	0,385	234	177	122	$-654 \cdot 10^{-8}$	$501 \cdot 10^{-7}$
1874 I	000	0,045	269	30	59	$-846 \cdot 10^{-5}$	$159 \cdot 10^{-4}$
1877 I	000	0,807	347	187	153	$+399 \cdot 10^{-6}$	$851 \cdot 10^{-6}$
1877 III	$+206 \cdot 10^{-5}$	1,009	117	346	77	$+241 \cdot 10^{-6}$	$455 \cdot 10^{-6}$
1879 V	000	0,009	115	87	77	$+105 \cdot 10^{-7}$	$180 \cdot 10^{-6}$
1880 I	000	0,005	78	356	143	$+188 \cdot 10^{-7}$	$580 \cdot 10^{-6}$
1881 II	000	0,591	174	126	78	$+750 \cdot 10^{-4}$	$992 \cdot 10^{-5}$
1881 IV	000	0,634	122	97	140	$+251 \cdot 10^{-7}$	$348 \cdot 10^{-7}$
1882 I	$+899 \cdot 10^{-7}$	0,061	209	205	74	$+609 \cdot 10^{-9}$	$399 \cdot 10^{-8}$
1882 II	$+120 \cdot 10^{-4}$	0,008	70	346	142	$-676 \cdot 10^{-8}$	$209 \cdot 10^{-7}$
1882 III	$-733 \cdot 10^{-7}$	0,956	254	249	96	$-422 \cdot 10^{-6}$	$147 \cdot 10^{-6}$
1883 I	000	0,760	111	278	78	$+277 \cdot 10^{-5}$	$163 \cdot 10^{-5}$
1885 III	$+237 \cdot 10^{-4}$	0,749	43	205	59	$-108 \cdot 10^{-4}$	$301 \cdot 10^{-4}$
1885 V	000	1,080	36	262	42	$-114 \cdot 10^{-4}$	$958 \cdot 10^{-5}$
1886 II	$-478 \cdot 10^{-6}$	0,479	120	68	84	$-370 \cdot 10^{-8}$	$313 \cdot 10^{-8}$
1886 III	$-154 \cdot 10^{-4}$	0,843	39	288	100	$+735 \cdot 10^{-5}$	$609 \cdot 10^{-5}$
1886 V	$+122 \cdot 10^{-4}$	0,270	201	193	88	$-818 \cdot 10^{-6}$	$350 \cdot 10^{-7}$
1886 VIII	000	1,481	32	258	86	$-113 \cdot 10^{-6}$	$448 \cdot 10^{-6}$
1887 III	$-416 \cdot 10^{-6}$	1,007	37	135	140	$+375 \cdot 10^{-7}$	$409 \cdot 10^{-7}$
1887 IV	$+281 \cdot 10^{-5}$	1,394	15	245	18	$+640 \cdot 10^{-7}$	$894 \cdot 10^{-7}$
1890 I	000	0,270	200	8	57	$-453 \cdot 10^{-5}$	$947 \cdot 10^{-6}$
1890 III	000	0,764	86	14	63	$-254 \cdot 10^{-4}$	$197 \cdot 10^{-4}$
1891 I	000	0,398	179	194	120	$-924 \cdot 10^{-7}$	$919 \cdot 10^{-7}$
1894 II	$+103 \cdot 10^{-4}$	0,983	324	206	87	$+344 \cdot 10^{-7}$	$206 \cdot 10^{-7}$
1897 III	$-848 \cdot 10^{-6}$	0,566	2	178	56	$-693 \cdot 10^{-8}$	$426 \cdot 10^{-8}$
1897 I	$-884 \cdot 10^{-6}$	1,063	172	86	146	$+527 \cdot 10^{-7}$	$827 \cdot 10^{-8}$
1897 III	000	1,357	66	32	70	$-130 \cdot 10^{-5}$	$118 \cdot 10^{-5}$
1898 I	$+183 \cdot 10^{-4}$	1,095	47	262	73	$-482 \cdot 10^{-7}$	$351 \cdot 10^{-7}$
1808 VI	000	0,626	206	259	70	$+320 \cdot 10^{-5}$	$154 \cdot 10^{-5}$
1898 IX	000	0,420	162	35	29	$+324 \cdot 10^{-5}$	$108 \cdot 10^{-5}$
1899 I	$-104 \cdot 10^{-5}$	0,327	9	25	146	$-333 \cdot 10^{-7}$	$125 \cdot 10^{-7}$
1900 II	$-325 \cdot 10^{-6}$	1,015	12	328	63	$-812 \cdot 10^{-7}$	$756 \cdot 10^{-7}$
1901 I	$+868 \cdot 10^{-6}$	0,245	203	110	131	$-344 \cdot 10^{-7}$	$184 \cdot 10^{-7}$
1902 III	$+798 \cdot 10^{-7}$	0,401	153	49	156	$+290 \cdot 10^{-7}$	$206 \cdot 10^{-7}$
1907 IV	$+236 \cdot 10^{-5}$	0,512	294	143	9	$-224 \cdot 10^{-7}$	$117 \cdot 10^{-7}$
1908 III	$-732 \cdot 10^{-6}$	0,945	172	103	140	$-874 \cdot 10^{-7}$	$252 \cdot 10^{-7}$
1914 V	$-147 \cdot 10^{-6}$	1,104	97	59	68	$-233 \cdot 10^{-7}$	$670 \cdot 10^{-8}$
1917 I	$+362 \cdot 10^{-4}$	0,190	121	88	33	$-485 \cdot 10^{-7}$	$510 \cdot 10^{-7}$
1919 V	$-193 \cdot 10^{-6}$	1,115	186	121	46	$+423 \cdot 10^{-7}$	$664 \cdot 10^{-7}$
1932 I	$+222 \cdot 10^{-4}$	1,254	304	213	74	$+122 \cdot 10^{-6}$	$130 \cdot 10^{-6}$

Încercînd să interpreteze ecuațiile care reprezintă cele 64 de orbite definitive ale cometelor din tabelul 24, F. Whipple și colaboratorii săi au putut constata că ele nu sînt de fapt nici elipse, nici parabole și nici hiperbole, ci niște curbe diferite de aceste orbite standard, cu alte cuvinte mișcarea cometelor analizate este diferită de mișcarea conform teoriei clasice. Invers, dacă se consideră că mișcarea se face totuși conform cu legea gravitației newtoniene, aplicată ansamblului Soare-cometă, atunci mărimea G (constanta gravitației universale), respectiv constanta lui Gauss K, devine... variabilă. Whipple a rezolvat atunci cele

64 de ecuaţii în raport cu parametrul variabil $\Delta K/K$ şi rezultatul acestui calcul este trecut în coloana 7, în coloana 8 fiind trecute erorile medii corespunzătoare acestor determinări. Conform teoriei actuale a gravitaţiei peste tot în coloana a 7-a ar fi trebuit să avem $\Delta K/K = 0$.

Trebuie să subliniem în mod deosebit faptul că datele prezentate succint în tabelul 24 sînt rezultatul final al unei uriaşe munci de înaltă calificare prestată de colective specializate de oameni de ştiinţă la care au concurat aparatura modernă de observaţie din multe observatoare mari ale lumii şi tehnica electronică de calcul. Pot oare teoreticienii în ale gravitaţiei să ignore la nesfîrşit asemenea rezultate care probează concludent că actuala teorie a gravitaţiei are — cu tot aparatul său matematic elegant — o concepţie fundamentală simplistă asupra structurii cîmpului gravitaţional solar? Dacă vor persevera în această atitudine, ei vor separa din ce în ce mai mult teoria gravitaţiei de ştiinţa astronomiei care i-a dat naştere şi care — la urma urmei — reprezintă raţiunea sa fundamentală, autoexilînd-o în domeniul vast al purei speculaţii cosmogonice. Faptul că astronomii au început deja să caute mecanisme negravitaţionale pentru a explica mişcarea gravitaţională observată a celor mai multe dintre corpurile cereşti care populează sistemul nostru solar este o dovadă peremptorie în acest sens.

Datele din tabelul 24 arată clar faptul că mişcarea cometelor în cîmpul gravitaţional solar se face, ca şi mişcarea planetelor înseşi, cu G variabil. Această mişcare depinde direct de natura cometei, ea este de tip *negeodetic*, $\Delta G/G$ variază de la o cometă la alta. Dacă la toate aceste constatări empirice, care contrazic direct şi flagrant înseşi fundamentele teoriei actuale a gravitaţiei, adăugăm şi mişcarea cu expansiune-contracţie, caracteristică cometelor, vom avea sub ochi cîteva dintre cele mai importante consecinţe ale teoriei pe care încercăm să o elaborăm aici, gravitovortexul.

Alte efecte ale mişcării cometare caracteristice gravitovortexului rezultă chiar din lucrarea citată a lui Whipple. Astfel se remarcă clar faptul că *mişcarea cometelor în cursa către Soare este o mişcare accelerată în raport cu teoria actuală, iar în cursa de îndepărtare de Soare ea este decelerată*. Şase dintre cele şapte comete observate mai mult înaintea ajungerii la periheliu prezintă chiar valori ΔK definitive pozitive şi cinci dintre cele şase comete observate un timp mai îndelungat după trecerea la periheliu prezintă valori definitive ΔK negative (singura valoare pozitivă ΔK observată în cazul cometei 1862 II fiind mai mică decît eroarea probabilă medie). În general, conchide Whipple, cometele observate ceva mai mult înainte sau după trecerea la periheliu arată în mod sistematic o eroare medie probabilă mai mare decît cele 21 de comete care au fost observate o perioadă egală atît înainte, cît şi după trecerea la periheliu.

Dependenţa lui ΔK de distanţa perihelică, q, poate fi studiată uşor din datele tabelului 24. Pentru 32 de comete cu q mai mare decît valoarea medie 0,72 ua, media ponderată $\Delta K/K$ este $-0{,}19\ (\pm 0{,}13) \cdot 10^{-5}$, în timp ce pentru celelalte 32 de cazuri cu $q < 0{,}72$ ua valoarea medie $\Delta K/K$ este $1{,}01\ (\pm 0{,}15) \cdot 10^{-5}$. Deci variaţia $\Delta K/K$ cu distanţa perihelică este cea aşteptată: cometele cu o distanţă perihelică mai mică (unde forţa gravitovortex F_v este mai mare) prezintă valori $\Delta K/K$ mai mari.

Mişcarea circumsolară a materiei interplanetare reprezintă, de asemenea, un efect specific al gravitovortexului şi acest efect se repercutează măsurabil asupra mişcării cometelor. Astfel 35 din cele 64 de comete analizate în tabelul 24 au o mişcare directă şi prezintă o valoare medie ponderată $\Delta K/K = -0{,}35\ (\pm 0{,}10) \cdot 10^{-5}$, în timp ce restul de 29 comete au o mişcare

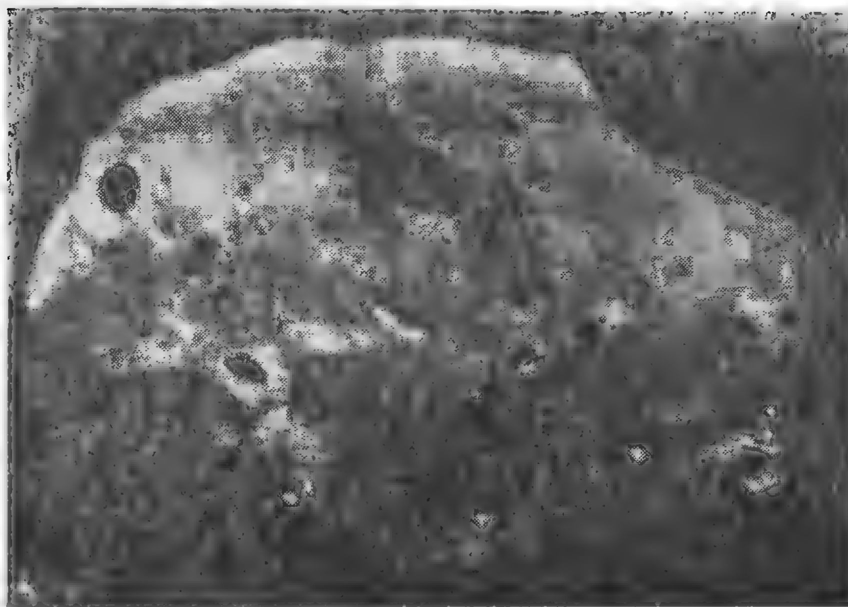


Fig. 78. Phobos, unul din cei doi sateliți ai lui Marte, ar putea fi un asteroid captat de planetă.

retrogradă și prezintă o valoare medie ponderată de circa două ori mai mare, $\Delta K/K = -0{,}61\ (\pm\ 0{,}20) \cdot 10^{-5}$.

O constatare generală a lui Whipple este aceea că cu cît *luminozitatea* cometelor este mai slabă cu atît ele prezintă valori $\Delta K/K$ mai mari. Această constatare creează o adevărată dilemă pentru mecanismul inventat de Whipple, deoarece pentru a explica valorile $\Delta K/K$ mari, acest mecanism are nevoie de o cantitate mai mare de gaze evaporate din nucleul cometei, situație în care cometa ar trebui să fie foarte strălucitoare. Conform gravitovortexului valorile $\Delta K/K$ mari apar în cazul corpurilor monolite, cu slabe posibilități de expansiune-contracție; or, după cum se știe, asemenea corpuri compacte (de exemplu, asteroizii) au o luminozitate mult mai slabă decît cometele obișnuite.

Nu putem desigur să insistăm aici prea mult asupra tuturor detaliilor de strictă specialitate privind observarea și măsurarea mișcării cometare. Îl putem totuși asigura pe cititor că nu am găsit printre aceste detalii nimic care să nu poată fi explicat în foarte bune condiții conform gravitovortexului. Așa cum am mai spus, analiza exhaustivă a mișcării cometare, inițiată de Whipple, a fost continuată la scară mare în cadrul unor lucrări foarte recente, și în special în seria de lucrări a lui B. G. Marsden, Z. Sekanina și D. K. Yeomans. Aceste lucrări au confirmat pe deplin concluziile lui Whipple asupra abaterilor mișcării cometare și în cazul unui mare număr de comete cu perioadă scurtă, reușind să reducă mult valorile erorilor medii ale lui $\Delta K/K$, iar în anumite cazuri chiar valorile foarte mari $\Delta K/K$ din tabelul 24.

Toate aceste rezultate, ca și altele, pe care le vom discuta în continuarea acestui capitol, reprezintă — după părerea noastră — o extraordinară confirmare calitativă a celor mai importante și mai neconvenționale efecte ale gravitovortexului. Această teorie dovedește astfel, în mod coerent, că mișcarea dizidentă a cometelor nu se deosebește în principiu cu nimic de mișcarea

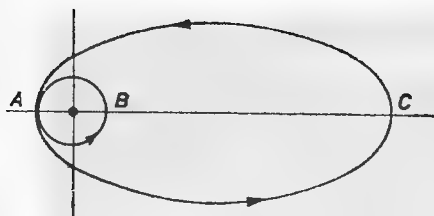


Fig. 79. Mişcarea cu variaţie bruscă a „constantei" gravitaţionale G.

marilor planete ale sistemului nostru solar şi, în general, de mişcarea într-un cîmp gravitaţional al oricărui alt corp material. Generalizarea deplină a teoriei gravitaţiei, obţinută în gravitovortex, nu are numai o importanţă de principiu, ea se poate regăsi în mod concret în posibilităţile practice sporite ale teoriei de a interpreta mişcarea dizidentă a cometelor, bolizilor, asteroizilor şi meteoriţilor şi, pînă la urmă, a navelor spaţiale lansate de om în cosmos.

Dar oferă oare gravitovortexul asemenea posibilităţi şi din punct de vedere cantitativ? Avînd în vedere confirmarea experimentală calitativă a unor efecte majore, cu totul necunoscute teoriei actuale şi fizicii în general, aşa cum ar fi, de exemplu, mişcarea cu G variabil sau cu expansiune-contracţie a cometelor, efecte *sine qua non* ale mişcării în gravitovortex, răspunsul nu poate fi decît afirmativ. În cele ce urmează vom indica pe scurt maniera concretă în care pot fi utilizate aceste posibilităţi.

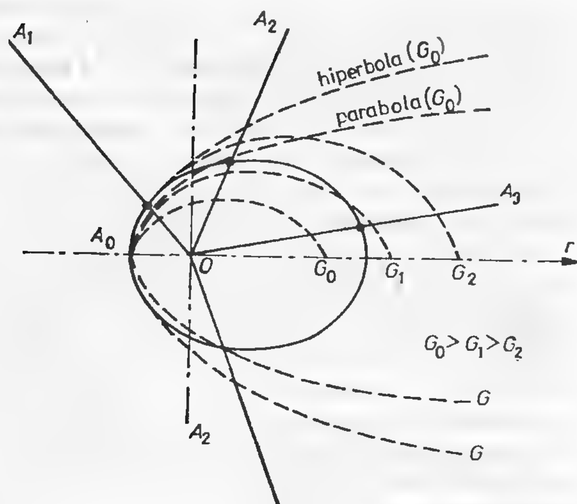
Trebuie să reamintim cititorului faptul că în gravitovortex nu există decît în mod cu totul excepţional orbite închise, în general aştrii nu pot parcurge de două ori exact aceeaşi orbită. „Alunecările" de la traiectoriile standard sînt însă mici pentru perioade de timp mici (de exemplu pentru o revoluţie) astfel încît — pentru uniformizarea limbajului — putem vorbi de orbite cvasicirculare, cvasieliptice etc.

Aşa cum am demonstrat în § 9.2 mişcarea conform gravitovortexului poate fi „redusă" la mişcarea conform teoriei newtoniene a gravitaţiei dacă G devine variabil. Ce înseamnă în mod concret aceasta? În figura 79 este reprezentată mişcarea unui corp oarecare în jurul Soarelui pe orbita circulară B. Dacă în punctul A al traiectoriei B o cauză oarecare provoacă o descreştere bruscă a lui G de la valoarea G_0 la valoarea G_1, atunci corpul va continua mişcarea sa în jurul Soarelui, dar pe o nouă orbită newtoniană, C, mai excentrică şi diferenţa dintre cele două traiectorii este datorată mărimii $\Delta G = G_0 - G_1$. Asemenea variaţii bruşte ale lui G nu reprezintă o ipoteză de calcul, ele sînt frecvent înregistrate în cazul divizărilor observate de comete: componentele divizate fiind de „natură" diferită încep la un moment dat să se mişte efectiv pe traiectorii diferite, deşi pînă în momentul divizării ele au urmat exact aceeaşi traiectorie (fig. 89). În acest sens putem spune că o valoare dată a lui G poate defini o orbită în raport cu mecanica newtoniană.

Avînd în vedere acest mecanism, să generăm trei orbite eliptice newtoniene, corespunzînd la trei valori constante, dar distincte, G, astfel încît $G_0 > G_1 > G_2$ (curbele punctate din figura 80); curbele deschise reprezintă respectiv o orbită newtoniană hiperbolică sau parabolică corespunzînd valorii G_0. Să presupunem că mişcarea reală a unei comete X este o mişcare cu G variabil şi că această mişcare se face pe traiectoria *cvasieliptică* (reprezentată cu linie plină în figura 80).

Să presupunem acum că în punctul de osculaţie A_0 un observator a reuşit să determine din 3 observaţii succesive şi cu ajutorul calculelor actuale o primă orbită newtoniană a cometei, care va corespunde evident

Fig. 80. Mişcarea cu G variabil.



elipsei G_0. El calculează imediat o efemeridă şi la un moment t ulterior încearcă să găsească cometa în punctul indicat de calculele sale pe orbita G_0; aşa cum am mai spus, acest punct nu coincide decît absolut întîmplător cu poziţia reală a cometei. Dacă vizibilitatea este bună observatorul va regăsi eventual cometa în punctul A_1, care va constitui imediat un nou punct de osculaţie.

Cu noile date de observaţie observatorul va încerca desigur să amelioreze elementele primei sale orbite, calculînd o nouă orbită newtoniană corespunzătoare datelor obţinute în A_1. Dar, . . . stupoare, orbita obţinută astfel se dovedeşte a fi o. . . hiperbolă, (hiperbola G_0, figura 80). Pentru a fi sigur că nu se înşală, el poate face noi observaţii succesive şi va găsi de fiecare dată acelaşi rezultat. Concluzia? Orbita cometei este hiperbolică, deşi cu o astfel de orbită orice corp ar părăsi pentru totdeauna sistemul nostru solar.

Mai există însă o speranţă: perturbaţia exercitată asupra mişcării cometei de către marile planete. După un calcul extrem de complicat, în care se ţine cont de poziţia relativă a fiecărei planete — în orice moment — în raport cu cometa, se pot calcula perturbaţiile planetare, care, „extrăgîndu-se" din mişcarea observată permit obţinerea orbitei „definitive". Aceasta se poate însă dovedi a fi din nou o. . . hiperbolă (în tabelul lui Whipple 14 asemenea *orbite definitive* sînt hiperbole).

Ce-i de făcut? Evident, mişcarea hiperbolică a cometelor fiind o „dată de observaţie", nu mai rămînea altceva de făcut decît elaborarea unor teorii care să explice această mişcare prin condiţii iniţiale adoptate *ad-hoc*. Asemenea teorii au apărut cu zecile, marea majoritate plecînd de la ipoteza că cometele nu aparţin de fapt sistemului nostru solar, ci sînt de origine interstelară (Laplace în 1813, Seelinger-1890, Fabry-1893, Bobrovnikov-1930, Nölke-1936, Lyttleton-1948 etc.). Alte teorii presupun că cometele provin prin expulzarea materiei planetare prin procese explozive (vulcanism), capabile să le imprime viteze foarte mari (Lagrange-1814, Proctor-1870, Tisserand-1890, Vsehviatski-1952 etc.).

Există însă multe argumente care pledează în favoarea tezei că cometele sînt efectiv membri permanenţi ai sistemului solar şi cei mai mulţi dintre astronomii practicieni admit tocmai această teză. În 1932, E. Öpik a enunţat

pentru prima oară ideea unui „rezervor de comete“ aflat la marginea sistemului nostru solar, pe care cometele îl părăsesc sub acțiunea perturbatoare a stelelor. J. van Woerkom (1948) și J. Oort (1950—1951) au putut demonstra — pe baze statistice și considerente de mecanică cerească — că cometele sînt totuși membri permanenți ai sistemului solar, care — ca și asteroizii — provin din dezintegrarea, acum $10^6 \div 10^9$ ani, a unei planete — Phaeton — aflată cîndva între Marte și Jupiter, cam în zona unde se află în prezent centura de asteroizi. Acțiunea perturbatoare a planetelor mari, în special a lui Jupiter, ar fi alungat fragmentele rezultate din dezintegrare (comete, asteroizi etc.) pînă la limitele extreme ale sistemului solar (circa 1 an lumină de Soare). Asteroizii pe care-i cunoaștem astăzi în centura dintre Marte și Jupiter s-au reîntors, ca urmare a perturbațiilor stelare și au rămas în sistemul solar interior, în timp ce cometele s-ar deplasa pe orbite foarte alungite, fiind puternic perturbate, iar uneori captate de către marile planete. Aceste comete ar pleca spre Soare de pe o orbită inițială *(orbita primitivă)* eliptică, dar sub influența planetelor traiectoriile lor ar putea căpăta aspect parabolic sau chiar hiperbolic.

Refacerea traiectoriei inițiale a unei comete, adică stabilirea orbitei primitive, este o treabă foarte migăloasă și este legată de anumite ipoteze suplimentare de calcul, de exemplu, de ipoteza că orbita primitivă este. . . eliptică (W. Thraen). Pînă în prezent au fost stabilite numai vreo 25 de asemenea orbite primitive, care s-au dovedit a fi într-adevăr eliptice și aceasta reprezintă o bază nu tocmai concludentă pentru teoria lui Oort.

De ce atîtea complicații? Pentru că „datele de observație“ dovedesc clar faptul că foarte multe comete au orbite hiperbolice și parabolice. De-a lungul timpului a fost observată trecerea a peste 1 900 de comete, corespunzînd unui număr de aproximativ 1 600 de comete diferite, dar nu pentru toate acestea dispunem de date sigure asupra traiectoriilor lor; se cunosc pînă în prezent un număr de circa 830 de orbite cometare. Dacă ne mărginim la cele determinate în secolele al XIX-lea și al XX-lea ca fiind mai precise, constatăm că 73% dintre comete au orbite cu o excentricitate $0{,}99 < e < 1{,}01$ și numai 27% au $e < 0{,}99$. Dintre orbitele apropiate de cele parabolice, 14% sînt hiperbole, 16% elipse foarte alungite și 43% sînt parabole. Dintre cometele la care s-a putut înregistra cel puțin o revenire, perioada cea mai mare, 493 de ani, o are cometa 1901 (Borelli II), iar perioada cea mai scurtă, 3,284 de ani, cometa Encke-Baklund.

Dar oare datele de observație sînt cele care dovedesc într-adevăr că orbita unei comete este hiperbolică sau parabolică? Nicidecum, această clasificare care provoacă atîta bătaie de cap este un rezultat direct al teoriei actuale a gravitației, al interpretării datelor de observație conform acestei teorii. Dacă aceleași date de observație le interpretăm cu ajutorul gravitovortexului, vom constata că situația paradoxală discutată mai sus dispare și mișcarea cometară devine o mișcare comună și obligatorie pentru toți membrii permanenți cu drepturi depline ai sistemului nostru solar, adică o mișcare cu G variabil.

Să ne reîntoarcem la observatorul cometei X pe care l-am părăsit în plină încurcătură după ce constatase că în punctul A_1 cometa avea efectiv o traiectorie hiperbolică. Să presupunem că de atunci au trecut multe zile, să zicem două luni și că condițiile de observație sînt favorabile pentru a face o nouă ocultație asupra cometei X, care se găsește acum în punctul A_2 al traiectoriei sale. După observații și după efectuarea calculelor conform teoriei gravitației, cu care lucrează în mod curent, teoria gravitației a lui

Newton, *observatorul constată că viteza cometei s-a micşorat* şi că orbita ei este acum, aşa cum arată calculul, o parabolă (parabola G_0). Intrigat de acest rezultat surprinzător, observatorul va face cîteva determinări succesive şi calculele corespunzătoare; nu, nu este nici o eroare de determinare, *cometa a suferit efectiv o „decelerare" şi a căpătat într-adevăr o orbită „parabolică"*.

Dacă după un alt interval mai mare de timp, să zicem alte două luni, cometa mai este vizibilă şi observatorul execută alte determinări în punctul de osculaţie A_3 şi calculele corespunzătoare, el poate constata că *procesul de decelerare a continuat* şi că *orbita cometei este acum o. . . elipsă*. De necrezut, nu? Totuşi aceasta este o situaţie curent întîlnită în practica acelor care studiază acest domeniu interesant al astronomiei de observaţie care este mişcarea cometară şi ea demonstrează clar că teoria actuală a gravitaţiei este efectiv confruntată cu probleme infinit mai grave decît avansul de periheliu al lui Mercur.

Carl Frederich Gauss (1777—1855) este, după cum ştim, creatorul metodei cu ajutorul căreia se determină în prezent orbitele cometare. Ei bine, după o îndelungată experienţă, el şi-a exprimat deschis convingerea că *nici una dintre orbitele cometare nu este în realitate hiperbolică sau parabolică*. Mulţi alţi astronomi de renume, printre care Olbers, au exprimat exact aceeaşi convingere.

Prof. A. O. Leuschner [132] de la Universitatea din California a publicat un studiu statistic foarte îngrijit asupra orbitelor cometare. Analizînd exhaustiv orbitele cometare stabilite în perioada 1755 -1905 şi ţinînd cont atît de felul instrumentelor de observaţie, cît şi de modul în care s-a efectuat prelucrarea matematică a datelor de observaţie, prof. Leuschner rezumă astfel:

„Cu cît o cometă este mai mult timp sub observaţie, cu atît devine mai probabil că orbita sa nu este o parabolă (şi cu atît mai puţin o hiperbolă, n.n.). Această observaţie este ilustrată de următorul tablou:

Durata de vizibilitate a cometei	Orbite parabolice înregistrate
1— 99 zile	68%
100—239 zile	55%
240—511 zile	13%

„Este — conchide el — extrem de dubios ca o orbită parabolică să rămînă definitiv stabilită pentru o cometă rămasă vizibilă 240 de zile sau mai mult. . . Teoria după care cometele sînt în general membri ai sistemului nostru solar pare a fi bine confirmată de statistica preliminară de mai sus".

Aşadar, observaţia îndelungată a traiectoriei cometei revelează o orbită eliptică (curba plină, figura 80), în timp ce observaţiile parţiale şi calculele conform teoriei gravitaţiei ne dau orbite hiperbolice şi parabolice indicînd o permanentă decelerare a mişcării cometei. Să fie acesta efectul unor erori inerente observaţiei? Însuşi Newton a observat această situaţie stranie şi el a emis chiar ipoteza devenită uzuală că în apropierea zonei de observaţie a Pămîntului traiectoria foarte ascuţită a unei comete ar putea fi confundată cu o parabolă. Oare tehnica de observaţie şi calcul nu a evoluat deloc de atunci şi pînă în zilele noastre şi ne confruntăm şi acum cu exact aceleaşi probleme insolubile ca şi Flamsteed?

Există apoi un efect sistematic de observaţie care demonstrează limpede că nu facem nici un fel de confuzie: *efectul de decelerare a mişcării reale a cometei în raport cu calculul newtonian înregistrat după trecerea la periheliu devine un efect de accelerare atunci cînd observăm cometa pe cursa de dinaintea trecerii la periheliu.* Acest efect sistematic este raportat de mulţi astronomi, printre alţii, aşa cum am văzut, de însuşi Whipple [226]. Din acestea şi din altele asemenea, putem trage concluzia că *orbita reală a cometelor nu este o curbă standard a teoriei gravitaţiei.*

Din păcate condiţiile de vizibilitate nu permit în general observaţii permanente şi pe intervale foarte mari de timp asupra cometelor care apar. În plus, nu putem urmări mişcarea lor la distanţe mai mari de 3 ua. Toate acestea ne împiedică să stabilim prin observaţii orbitele reale ale marii majorităţi a cometelor şi de aici rezultă o mare doză de arbitrar în determinarea aşa-numitelor orbite primitive, care prezintă un interes deosebit pentru cosmogonia cometară.

Prima încercare de a deduce o orbită primitivă a fost efectuată de W. Thraen pe la sfîrşitul secolului trecut. El a considerat cometa 1886 III, care avea — în zona de observaţie a Pămîntului — o orbită hiperbolică bine determinată şi a deplasat cometa înapoi în timp, ţinînd seama de perturbaţiile produse de marile planete (Jupiter şi Saturn). Rezultatele calculelor sale, deosebit de laborioase, sînt date în tabelul de mai jos.

Tabelul 25

Epoca de osculaţie	Distanţa de Soare (ua)	Excentricitate
3 mai 1886	0,5	1,000229
15 august 1884	7,6	1,000117
23 aprilie 1883	11,3	1,000002
5 octombrie 1882	12,7	1,000002

Se vede din acest tabel în primul rînd o valoare tipică a ordinului de mărime al excentricităţii pentru cometele cu orbite hiperbolice, precum şi ordinul de mărime al perturbaţiilor introduse de planetele mari asupra acestui parametru al mişcării. Se vede apoi că excentricitatea descreşte în timp, dar că ea se stabilizează la un moment dat, rămînînd totuşi hiperbolică. S-au putut selecta pînă în prezent, aşa cum am mai spus, numai un număr de 25 de comete pentru care orbitele primitive să fie eliptice.

Oricum, chiar dacă orbitele primitive ale tuturor cometelor parabolice şi hiperbolice ar fi toate eliptice, ele nu ar constitui decît o consolare platonică, deoarece nu ar mai putea fi parcurse a doua oară de către cometele accelerate de planetele mari la viteze parabolice sau hiperbolice: cometele ar trebui să părăsească în masă sistemul nostru solar. Este un cerc vicios, care exclude explicit statutul de membru permanent al sistemului solar pentru comete şi această situaţie este datorată exclusiv teoriei actuale a gravitaţiei.

Dacă mişcarea cometară este — aşa cum rezultă între altele din datele prezentate în tabelul 24 — o mişcare cu G variabil, mai mult, cu G depinzînd de natura fiecărei comete în parte, pare sigur faptul că nu o vom putea interpreta satisfăcător şi nu vom putea obţine o reprezentare coerentă asupra sa atîta timp cît vom utiliza calculele teoriilor actuale ale gravitaţiei, care presupun explicit o valoare G_0 constantă universală sau o mişcare *sine qua non* geodetică.

Conform gravitovortexului, mărimea G este dată de relația cunoscută,

$$G = G_0 (1 + f), \tag{10.2}$$

de unde obținem

$$\frac{\Delta G}{G_0} = \frac{G - G_0}{G_0} = f. \tag{10.3}$$

Din relația cunoscută

$$fr\rho = \frac{\theta_s}{G_0 M} = \text{const} \tag{10.4}$$

se poate obține, așa cum am văzut în § 9.5, expresia

$$r\rho^{\varkappa} = \Pi = \text{const}, \tag{10.5}$$

și deci relația

$$\frac{\Delta G}{G_0} = f = \frac{\theta_s}{MG_0} \frac{r^{1/\varkappa - 1}}{\Pi^{1/\varkappa}}, \tag{10.6}$$

unde $\varkappa$ este indicele politropic de expansiune-contracție, specific „naturii" fiecărei comete, r distanța heliocentrică, θ_s constanta solară gravitovortex și M masa Soarelui.

Orbita gravitovortex a cometei este definită, pe lîngă cele 6 elemente ale orbitei clasice, și de valoarea parametrului G, respectiv a mărimii ΔG sau $\Delta G/G_0$, care sînt legate explicit de mărimile $\varkappa$ și Π. Prin urmare, orbita gravitovortex introduce 2 necunoscute suplimentare, $\varkappa$ și Π, și aceste necunoscute va trebui să fie determinate din observații asupra mișcării reale a cometei în felul următor.

Din 3 observații succesive asupra poziției cometei obținem, conform metodei Gauss, un sistem de 9 ecuații care leagă cantitățile observate t_1, t_2, t_3 (momentele observațiilor), α_1, δ_1; α_2, δ_2; α_3, δ_3 (coordonatele ecuatoriale ale cometei), de necunoscutele: cele 6 elemente ale orbitei (clasice), cele 3 distanțe Pămînt-cometă și cele 2 mărimi gravitovortex $\varkappa$ și Π, în total 11 necunoscute. O a patra observație ne va furniza 3 noi ecuații și vom avea un sistem de 12 ecuații cu 12 necunoscute, deoarece pe lîngă cele 11 necunoscute anterioare se adaugă acum o nouă necunoscută, noua distanță Pămînt-cometă, corespunzătoare celei de a patra observații.

Sistemul fiind astfel perfect determinat, vom putea calcula apoi o primă orbită de tip newtonian, adică folosind calculele uzuale ale mecanicii cerești, corespunzătoare unei valori G, rezultată din observații, care diferă de valoarea G_0, impusă prin ipoteză și infirmată de observație (tabelul 24). Dacă indicele politropic $\varkappa$ păstrează efectiv pe întreg parcursul mișcării valoarea constantă $\varkappa = 1$, atunci mărimea G păstrează, așa cum se vede din (10.6), o valoare constantă, independentă de distanța heliocentrică r. În aceste condiții orbita inițială calculată va corespunde efectiv cu orbita definitivă a cometei.

Corecția gravitovortex $\Delta G/G$ pentru cazul $\varkappa = 1$ rezultă din (10.6)

$$\frac{\Delta G}{G_0} = f = \frac{\theta_s}{G_0 M \Pi}, \tag{10.7}$$

şi are la nivelul traiectoriei Pămîntului, aşa cum am văzut, valoarea $f = 6{,}67 \cdot 10^{-8}$. În consecinţă, corecţia $\Delta K/K$ va fi

$$\frac{\Delta K}{K} = \pm\sqrt{\frac{\Delta G}{G_0}} = \pm\sqrt{6{,}67 \cdot 10^{-8}} = \pm\, 2{,}58 \cdot 10^{-4}. \qquad (10.8)$$

Dacă observaţiile asupra mişcării cometei se fac pe cursa către periheliu, *mişcarea va apărea accelerată*, acceleraţia fiind aproximativ corespunzătoare valorii

$$\frac{\Delta K}{K} \sim +2{,}58 \cdot 10^{-4}. \qquad (10.9)$$

Din cele 64 de comete dizidente ale lui Whipple, prezentate în tabelul 24, 28 de comete prezintă acceleraţii pozitive; dintre acestea 20, adică circa 70%, au valoarea nominală $\Delta K/K \leqslant 2{,}58 \cdot 10^{-4}$.

Dacă observaţiile asupra mişcării cometei se fac în special după trecerea la periheliu, *mişcarea va apărea decelerată* în raport cu calculul clasic newtonian, acceleraţia mişcării fiind aproximativ corespunzătoare valorii

$$\frac{\Delta K}{K} \sim -2{,}58 \cdot 10^{-4}. \qquad (10.10)$$

Dintre cele 36 de comete cu acceleraţii negative, prezentate în tabelele 24, 26, adică circa 70%, au o valoare absolută $\Delta K/K \leqslant 2{,}58 \cdot 10^{-4}$.

Aşadar, considerînd numai simpla corecţie f, pe care gravitovortexul o aduce mişcării Pămîntului, putem constata că mişcarea a circa 70% dintre cometele dizidente ale lui Whipple poate fi perfect explicată. Ipoteza pe care am făcut-o în calculul de mai sus constă în aceea că constanta Π a fost presupusă a fi egală cu cea a Pămîntului, ipoteză care, ţinînd cont de relaţia $\Pi = r\,\rho'$ (în cazul în care $\varkappa = 1$), se reduce la presupunerea că la nivelul orbitei Pămîntului (r) cometele au aproximativ aceeaşi densitate ca acesta, $\rho' = 5{,}52$ g/cm^3. Dacă densitatea nucleului unei comete este cu mult mai mică decît această valoare „terestră", corecţia gravitovortex $\Delta K/K$ a mişcării sale va fi cu mult mai mare şi putem înţelege astfel mişcarea dizidentă a tuturor cometelor din tabelul lui Whipple.

Ce se întîmplă în cazul în care exponentul politropic $\varkappa$ al mişcării cu expansiune-contracţie are o valoare diferită de 1? În acest caz, după cum rezultă din (10.6), G devine variabil în lungul traiectoriei, adică devine funcţie de distanţa heliocentrică r, şi această variaţie este cu atît mai mare cu cît $\varkappa$ are o valoare mai mare. Dacă $\varkappa = \infty$, adică dacă astrul se mişcă ca corp absolut rigid, fără expansiune-contracţie, variaţia lui G va fi maximă şi va fi dată de relaţia

$$\Delta G = \frac{\text{const}}{\Delta r}. \qquad (10.11)$$

În acest caz, calculul newtonian al mişcării devine absolut inoperant, corpurile în mişcare vor apărea puternic accelerate sau decelerate şi orbitele pot diferi mult de cele standard. Observatorul mişcării cometei poate însă determina valoarea corectă a indicelui $\varkappa$ din două observaţii speciale succesive; într-adevăr, integrînd între două distanţe heliocentrice succesive r_1 şi r_2

relația (10.6), obținem

$$[\Delta G]_{\text{med}} = \frac{\int_{r_1}^{r_2} \Delta G}{r_2 - r_1} = \frac{\theta_s}{M\Pi^{1/\varkappa}} \frac{r_2^{1/\varkappa} - r_1^{1/\varkappa}}{r_2 - r_1}. \tag{10.12}$$

Cu ajutorul valorilor $\varkappa$ și Π, determinate astfel, observatorul va calcula orbita cometei nu cu relația clasică cunoscută,

$$\left[\frac{\mathrm{d}\left(\frac{1}{r}\right)}{\mathrm{d}\theta}\right]^2 = -\frac{1}{r^2} + \frac{2M}{rC^2}G + \frac{2E}{C^2}, \tag{10.13}$$

ci cu relația

$$\left[\frac{\mathrm{d}\left(\frac{1}{r}\right)}{\mathrm{d}\theta}\right]^2 = -\frac{1}{r^2} + \frac{2M}{C^2}\frac{\theta_s}{M\Pi^{1/\varkappa}}r^{1/\varkappa-2} + \frac{2E}{C^2}, \tag{10.14}$$

unde, în locul lui G, s-a introdus valoarea dată de (10.6).

Rezolvarea ecuației (10.14) care, în general, nu reprezintă o curbă newtoniană standard este cu mult mai dificilă decît integrarea relației (10.13), dar ea poate fi făcută ușor și rapid pe un calculator electronic adecvat, obținîndu-se direct orbita definitivă a cometei. În cazul în care poate fi astfel programat încît să țină cont în orice moment și de perturbațiile planetare, orbita de calcul va coincide cu orbita reală (instantanee) a cometei.

Precizia de calcul a gravitovortexului este datorată în mod concret faptului că el ține cont nu numai de mișcarea circumsolară a astrului, ca în teoria actuală a gravitației, dar și de alte mișcări efectiv prestate de acesta, așa cum este mișcarea cu expansiune-contracție și mișcarea asociată (§ 9.5.4.) de rotație în jurul axei proprii. Ignorînd aceste mișcări, teoria actuală neglijează energiile absorbite sau cedate de aceste mișcări suplimentare și atribuie *ad-hoc* întreaga energie E, determinată la un moment dat din mișcarea astrului, mișcării de revoluție. Deoarece buna corespondență dintre mișcarea calculată și mișcarea observată este, pînă la urmă, rezultatul unui bilanț energetic corect, putem înțelege simplu de ce teoria actuală a gravitației suferă atîtea eșecuri în cazul mișcării cometare.

Conform principiului variațional, mărimea (energia totală a unei particule de masă m, plasată în cîmpul de forțe dat de $U(r)$ și avînd viteza v)

$$h = \frac{mv^2}{2} + U(r) = \text{const} \tag{10.15}$$

trebuie să se conserve pe întregul parcurs al mișcării. Introducînd aici potențialul gravitațional newtonian $U_N(r)$,

$$U_N(r) = -\int F_N(r)\,\mathrm{d}r, \tag{10.16}$$

unde $F_N(r)$ este forța gravitațională newtoniană, rezultă

$$v^2 = -\frac{2}{m}\int F_N(r)\,\mathrm{d}r + h_N = -\frac{2}{m}\int G_0\frac{Mm}{r^2}\,\mathrm{d}r + h_N, \tag{10.17}$$

sau

$$v^2 = \frac{2G_0M}{r} + h_N. \qquad (10.18)$$

Relația (10.18) este numită *ecuația forțelor vii* și joacă un rol important în determinarea tipului orbitelor cometare.

Mărimile v și r pot fi deduse din observații și din (10.18) rezultă imediat valoarea h_N, pe care teoria newtoniană o presupune constantă (legea conservării energiei) și deci caracteristică fiecărei orbite cometare. Tot din teoria newtoniană cunoaștem valoarea excentricității e

$$e_N^2 = 1 + \frac{2C^2}{(G_0M)^2} h_N. \qquad (10.19)$$

care este, de asemenea, o *constantă caracteristică pentru o orbită dată,* fiind determinată direct de valoarea h_N după cum urmează:

— $h_N = 0 \rightarrow \quad e_N = 1$ — orbită parabolică,
— $h_N < 0 \rightarrow \quad e_N < 1$ — orbită eliptică,
— $h_N > 0 \rightarrow \quad e_N > 1$ — orbită hiperbolică.

Din mișcarea observată a cometelor am putut constata (fig. 80) că după trecerea la periheliu traiectoriile pot apărea mai întîi ca hiperbole, apoi ca parabole și, în sfîrșit, ele devin eliptice sau invers (înainte de trecerea la periheliu). *Aceasta înseamnă că energia totală newtoniană h_N nu se conservă în timpul mișcării; ea scade în primul caz de la $h_N > 0$ la $h_N < 0$ trecînd prin valoarea $h_N = 0$ și crește în al doilea caz de la $h_N < 0$ la $h_N > 0$. Aceasta înseamnă în mod concret încălcarea legii conservării energiei h_N a mișcării gravitaționale newtoniene și aceasta explică în mod concret eșecul actualei teorii.*

În cursa către Soare energia mișcării de revoluție crește. De unde provine o astfel de energie suplimentară? Pe întreg acest parcurs cometa se contractă considerabil și permanent, eliberînd energia acumulată în procesul de expansiune, energie care se transferă atît mișcării de rotație în jurul axei proprii, cît și mișcării de revoluție, pe care le accelerează. După trecerea la periheliu, energia mișcării (de revoluție) scade, iar diferența de energie servește procesului de expansiune al cometei care este un proces permanent.

Fenomenul, care presupune un cuplaj permanent spin-orbită ce leagă intrinsec mișcările caracteristice ale gravitovortexului —mișcarea de revoluție, mișcarea de rotație în jurul axei proprii și mișcarea de expansiune-contracție — este perfect *reversibil,* iar mișcarea gravitațională este stabilă. În cazul în care apar fenomene histerezis sau pierderi de masă (frecvente în cazul cometelor) mișcarea se destabilizează, rezultatul fiind modificarea permanentă a orbitelor (§ 10.4).

Încălcarea legii conservării energiei în mișcarea gravitațională newtoniană se produce evident în raport cu fenomenele fizice pe care le măsurăm (mișcarea cometară), ea fiind, cum se spune, o dată de observație; tocmai acesta este motivul că niciodată nu găsim cometele exact în punctul pe care l-am calculat, că există în orice moment o anumită *incertitudine* asupra poziției lor. Dacă admitem că teoria gravitației, a lui Newton, este — în ciuda tuturor evidențelor — o teorie absolut exactă, rezultă că relația (10.15) nu este exactă, adică punem în discuție înseși bazele mecanicii, respectiv principiul variațional: mișcarea nu se face astfel încît $\delta S = 0$, ci astfel încît $\delta S > 0$. *O astfel de interpretare — cu vaste consecințe — a datelor de observație*

a fost efectiv exploatată în cadrul mişcării particulelor elementare şi ea a interzis pur şi simplu accesul mecanicii „clasice“ în fascinanta lume a microcosmosului.

Dacă relaţia (10.18) nu ne permite să determinăm cu precizie poziţia în orice moment pe firmament a cometei, adică dacă există în orice moment o incertitudine $\Delta\mathbf{r}(x, y, z)$, rezultă că există o incertitudine $\Delta\mathbf{v}(x, y, z)$ şi în măsurarea vitezei, respectiv a impulsului, $\Delta\mathbf{p} = m\Delta\mathbf{v}$. Deoarece produsul dintre ordonată şi impuls este tocmai acţiunea S, putem scrie „defecţiunea“ semnalată a principiului variaţional ($\Delta S > 0$) sub forma

$$\Delta S = \Delta\mathbf{r} \cdot \Delta\mathbf{p} \geqslant \gamma > 0, \tag{10.20}$$

unde $\Delta\mathbf{r}$ reprezintă incertitudinea în determinarea poziţiei particulei (cometei) şi $\Delta\mathbf{p}$ incertitudinea în determinarea impulsului.

Cititorul a recunoscut probabil în relaţia (10.20) celebra relaţie de incertitudine a lui Heisenberg, unul dintre *fundamentele* mecanicii cuantice, mecanică care a înlocuit în domeniul mişcării particulelor elementare mecanica clasică, elaborînd în final un formalism matematic care a fost un timp foarte eficient, dar de care, după cum spune Helmut Carl, nu se mai poate lega nici o reprezentare concretă, intuitivă, a fenomenelor, acestea fiind explicate sub formă probabilistă (cap. 11).

Într-adevăr, din (10.20) rezultă

$$\Delta\mathbf{p} \geqslant \frac{\gamma}{\Delta\mathbf{r}}, \tag{10.21}$$

adică dacă cunoaştem cu orice precizie poziţia $\mathbf{r}$ a particulei ($\Delta\mathbf{r} = 0$) rezultă o valoare infinită a incertitudinii referitoare la măsura mişcării $\Delta\mathbf{p}$ şi invers. Cu alte cuvinte, nu se pot atribui unei particule, la un moment dat, o poziţie şi o stare de mişcare perfect determinate. Cu cît este cunoscută mai precis coordonata poziţiei, cu atît este mai nesigură valoarea componentei corespunzătoare cantităţii de mişcare şi invers.

Dacă am accepta o astfel de interpretare a datelor de observaţie, ar trebui să ne resemnăm în faţa insurmontabilei noastre neputinţe de a cunoaşte vreodată cu precizie mişcarea reală a cometelor şi a navelor spaţiale, tot aşa cum s-au resemnat şi savanţii atomişti. Dar nu putem accepta această interpretare, fie şi pentru faptul că astronomii pot cunoaşte cu precizie în orice moment t coordonatele ecuatoriale ale unei comete, iar centrele de dirijare şi control cunosc cu precizie — în orice moment — *atît viteza cît şi poziţia* navelor spaţiale, care străbat aceleaşi spaţii ca şi cometele. Dealtfel noi credem că nici în domeniul mişcării particulelor elementare o astfel de interpretare probabilistă, care conduce direct la indeterminism şi noncauzalitate, nu este neapărat necesară şi vom încerca să demonstrăm aceasta în cap. 11.

Principiul variaţional şi mecanica „clasică“ sînt cu mult mai generale decît teoria gravitaţiei a lui Newton şi ele permit dezvoltarea coerentă a formalismului matematic al oricărei teorii a gravitaţiei, inclusiv al relativităţii generale sau al gravitovortexului. De aceea, *încălcarea legii conservării energiei mişcării gravitaţionale h_N, discutată mai sus, nu reprezintă o defecţiune a însăşi principiului conservării energiei sau a principiului variaţional, ci o defecţiune a teoriei gravitaţiei newtoniene.* Cînd prin 1900 M. Planck punea, prin cuanta sa de acţiune, bazele mecanicii cuantice, asemenea defecţiuni ale teoriilor fundamentale şi în special ale teoriei gravitaţiei păreau absolut de neconceput.

Dacă în locul cîmpului de forţe newtoniene, vom introduce în (10.15) cîmpul de forţe gravitovortex vom putea scrie

$$v^2 = -\frac{2}{m}\int F_G(r)\,\mathrm{d}r + h_G = -\frac{2}{m}\left[\frac{G_0 M m}{r^2} + \frac{m}{\rho'}\frac{\theta_s}{r^3}\right] + h_G, \tag{10.22}$$

sau

$$v^2 = \frac{2G_0 M}{r} + \frac{\theta_s}{r^2\rho'} + h_G, \tag{10.23}$$

care reprezintă *ecuaţia forţelor vii în gravitovortex* şi care este diferită de ecuaţia newtoniană (10.18), putînd fi scrisă şi sub forma

$$v^2 = \frac{2G_0 M}{r}\left(1 + \frac{1}{2}\,\frac{\theta_s}{G_0 M r\rho'}\right) + h_G = \frac{2G_0 M}{r}\left(1 + \frac{1}{2}f\right) + h_G. \tag{10.24}$$

Pentru o mişcare dată, diferenţa dintre mărimile h_N şi h_G este

$$\Delta h = h_N - h_G = \frac{G_0 M}{r} f, \tag{10.25}$$

unde h_G reprezintă, conform gravitovortexului, o constantă adevărată şi tocmai această diferenţă, a cărei valoare este *variabilă* în lungul traiectoriei mişcării reale, este cea care deosebeşte sintetic orbita gravitovortex de cea newtoniană.

Valoarea excentricităţii orbitei gravitovortex este dată de relaţia (§ 8.2)

$$e_G^2 = 1 + \frac{2C^2}{(G_0 M)^2} h_G. \tag{10.26}$$

Din (10.26) şi (10.19) avem

$$\Delta e = e_N^2 - e_G^2 = \frac{2C^2}{(G_0 M)^2}(h_N - h_G), \tag{10.27}$$

de unde, ţinînd cont de (10.25), obţinem

$$\Delta e = \frac{2C^2}{(G_0 M)^2}\,\frac{G_0 M}{r} f = \frac{2C^2}{G_0 M r} f. \tag{10.28}$$

Să introducem în (10.28) cunoscuta relaţie din mişcarea eliptică newtoniană

$$\frac{C^2}{G_0 M} = r(1 - e_N); \tag{10.29}$$

vom avea

$$\Delta e = 2(1 - e_N) f, \tag{10.30}$$

unde, pentru a nu crea confuzii, am notat

$$\Delta e = e_N^2 - e_G^2. \tag{10.31}$$

Deoarece $f > 0$ și $e_N < 0$, rezultă $\Delta e > 0$, adică excentricitatea traiectoriei cvasieliptice gravitovortex este întotdeauna mai mică decît cea a elipsei newtoniene.

Avînd în vedere că

$$f = \frac{\theta_s}{G_0 M r \rho'}, \tag{10.32}$$

din (10.28) rezultă, pentru cazul general al mișcării,

$$\Delta e = \frac{2C^2\theta_s}{(G_0 M)^2} \cdot \frac{1}{r^2\rho'} \tag{10.33}$$

sau, deoarece θ_s și G_0 sînt constante universale, iar C și M sînt constante pentru o mișcare dată,

$$\Delta e = \frac{\text{const}}{r^2\rho'}. \tag{10.34}$$

Tabelul 26

Excentricitățile orbitelor definitive ale unor comete

Cometa	T	ω (°)	Ω (°)	i (°)	q [ua]	e
1972	1972,97	267,2	314,2	113,1	4,861	1,0
1948 III	1948,27	191,8	139,7	53,2	4,708	1,0
1954 V	1954,22	73,8	320,6	123,9	4,496	1,003
1957 VI	1957,67	13,2	233,0	33,2	4,448	1,003
1972 h	1972,87	56,7	224,8	79,4	4,276	1,006
1959 X	1959,94	46,5	306,6	125,5	4,267	1,001
1925 VI	1925,68	205,8	357,8	146,7	4,181	1,002
1942 VIII	1942,74	163,7	280,4	172,5	4,113	1,0
1956 I	1956,07	57,3	72,2	79,6	4,077	1,005
1729	1729,46	10,4	313,7	77,1	4,051	1,0
1936 I	1936,36	44,9	299,9	66,1	4,043	1,002
1955 VI	1955,61	144,7	264,6	100,4	3,870	1,001
1914 III	1914,58	14,0	270,8	71,0	3,737	1,003
1927 IV	1927,22	11,1	215,0	87,7	3,684	0,998
1934 II	1934,68	124,3	73,5	141,9	3,486	1,0
1905 IV	1905,79	158,6	342,9	4,3	3,340	1,001
1969 I	1969,03	82,6	15,4	45,2	3,316	0,995
1971 I	1971,02	128,7	24,0	175,6	3,275	1,0
1947 VIII	1947,67	73,5	121,4	155,1	3,261	1,002
1947 VI	1947,54	9,4	311,1	97,3	2,828	1,001
1903 II	1903,22	5,8	118,1	43,9	2,774	1,001
1904 I	1904,18	53,5	276,4	125,1	2,708	1,001
1968 II	1968,22	101,7	208,5	135,2	2,609	1,0
1951 I	1951,04	192,5	38,2	144,2	2,572	1,001
1950 I	1950,05	40,1	221,6	131,4	2,553	1,001
1949 I	1949,33	229,9	119,9	130,3	2,517	0,999
1973 a	1972,76	346,76	375,2	138,6	2,511	1,0
1885 II	1885,60	178,5	93,2	80,6	2,507	1,0
1945 I	1945,01	238,9	28,4	17,3	2,411	0,994
1947 I	1947,10	348,6	34,9	108,2	2,408	1,001
1973 h	1973,19	124,0	56,8	48,8	2,403	1,0
1966 V	1966,82	154,5	155,4	40,3	2,385	0,999
1931 V	1931,91	110,3	18,1	58,1	2,331	1,0
1932 VI	1932,72	329,7	215,4	125,0	2,314	1,001
1898 VIII	1898,72	4,6	96,6	22,5	2,285	1,000
1922 II	1922,82	118,3	220,9	51,5	2,259	1,001
1889 II	1889,44	236,1	311,5	163,8	2,256	1,000
1944 IV	1944,54	337,0	202,8	95,0	2,226	1,002

Se vede că diferența dintre cele două excentricități devine cu atît mai mare cu cît distanțele heliocentrice r sînt mai mici și efectul se accentuează în lipsa mișcării de expansiune-contracție ($\rho' = \text{const}$). *Cu alte cuvinte, o orbită cvasieliptică gravitovortex poate apărea în zona distanțelor heliocentrice mici, ca o orbită newtoniană parabolică sau chiar hiperbolică.* Aceasta este explicația noastră a faptului empiric deconcertant că astronomii înregistrează, conform observațiilor și calculelor lor actuale, orbite cometare parabolice sau chiar hiperbolice. În gravitovortex cometele devin cu adevărat membri permanenți și cu drepturi depline ai sistemului nostru solar.

Pentru a ne putea face o imagine de ansamblu asupra ordinului de mărime al excentricităților orbitelor cometare, care ar urma să fie eventual corectate conform cu cele de mai sus, reproducem după Marsden și Sekanina [136], în tabelul 26, un număr de 38 de *orbite definitive* ale unor comete cu perioadă lungă, la calculul cărora s-a ținut cont de perturbațiile cauzate de toate cele 9 planete ale sistemului nostru solar, o adevărată performanță modernă în materie de specialitate.

10.4. NOI EFECTE SPECTACULARE ALE MIȘCĂRII DIFERENȚIATE

10.4.1. Stabilitatea mișcării în gravitovortex

Mișcarea dizidentă a cometelor, adică abaterile acestei mișcări de la standardele cantitative ale teoriei actuale a gravitației, ca și caracterul său esențialmente nongeodetic, revelate la scară mare de investigația astronomică de specialitate, nu ar trebui să-i surprindă și, cu atît mai puțin, să-i scandalizeze pe teoreticienii în ale gravitației, deoarece această mișcare se află în cel mai perfect acord cu rezultatele de laborator obținute aici, pe Pămînt.

Într-adevăr, experimentul Kreuzer a stabilit în condiții de laborator (§ 9.5) că $S_{12} = \Delta G/G \leqslant 5 \cdot 10^{-5}$. În corespondență astronomică aceasta înseamnă o variație $\Delta K/K \leqslant 7 \cdot 10^{-2}$, valoare care, așa cum rezultă din tabelul 24, acoperă mișcarea tuturor cometelor analizate de Whipple. Ea explică, în același timp, și mișcarea nongeodetică a acestor comete, deoarece, după cum se știe (§ 9.5), dacă există o valoare $\Delta G/G \neq 0$, mișcarea va fi automat funcție de „natura“ substanței.

Așadar, lucrurile sînt în perfectă ordine cu mișcarea „neobișnuită“ a cometelor și din punctul de vedere al celor mai recente investigații de specialitate din domeniul experimental al gravitației. Ceea ce nu-i tocmai în ordine îl constituie credința unor teoreticieni că rezultatele experimentelor moderne de tipul Cavendish sînt rezultate provizorii, limitate în prezent de precizia mijloacelor tehnice de investigație și că, în viitor, se va putea demonstra experimental, cu orice precizie, că premisa fundamentală a teoriei gravitației, $\Delta G/G = 0$, este absolut exactă. Deocamdată creșterea preciziei mijloacelor tehnice de investigație astronomică a condus la revelarea în masă a mișcării cosmice gravitaționale cu $\Delta G/G \neq 0$ și limita acestei valori coincide perfect cu cea stabilită în condiții de laborator. Limitele teoriei actuale, revelate de observație, par să fie aceleași atît în cosmos, cît și pe Pămînt.

Trebuie să atragem insistent atenția cititorului asupra faptului că mișcarea gravitațională newtoniană este un caz limită al mișcării gravitovortex, cazul $\varkappa = 1$, care, din punct de vedere fizic, este cel mai bine reprezentat de mișcarea gravitațională cometară. Generalizarea teoriei newtoniene, obținută în relativitatea generală prin „lărgirea clasei sistemelor inerțiale galileiene", nu este o generalizare deplină, deoarece clasa sistemelor inerțiale „galileiene" este numai „lărgită" și nu generalizată. Din punct de vedere cantitativ corecțiile relativiste maxime ale mișcării newtoniene sînt de ordinul de mărime al avansului de periheliu al lui Mercur, ceea ce, așa cum am văzut pe larg, este cu totul insuficient pentru a explica mișcarea observată în cosmos. Dacă facem abstracție de mișcarea cvasicirculară a planetelor, care este nesemnificativă din punctul de vedere discutat acum, *mișcarea cometară rămîne prototipul fizic care — cu amendamentele cunoscute — descrie cel mai bine mișcarea conform teoriei actuale a gravitației.*

Gravitovortexul generalizează pe deplin sistemele inerțiale galileiene și, în consecință, generalizează pe deplin însăși teoria gravitației. Ca urmare, el capătă posibilitatea de a interpreta coerent din punct de vedere gravitațional un mare număr de mișcări cosmice reale, care se înscriu pe întreaga plajă determinată de valorile $1 \leqslant \varkappa \leqslant \infty$ și care corespund, așa cum vom vedea imediat, valorilor $2 \leqslant n \leqslant 3$, unde n reprezintă exponentul distanței r din formula forței gravitaționale a lui Newton. Se înțelege ușor că cea mai mare parte a mișcărilor gravitaționale posibile în gravitovortex și ratificate de rezultatele observației astronomice sînt complet necunoscute de teoria actuală a gravitației.

Într-adevăr, cum ar putea teoria actuală să interpreteze mișcarea observată a unui număr nesfîrșit de corpuri materiale care se mișcă efectiv în sistemul solar cu accelerații de zeci și de sute de ori mai mari decît cele pe care ea le prescrie? În cuprinsul secțiunii de față vom avea ocazia să analizăm pe larg asemenea mișcări reale extraordinare, care însă pot fi interpretate coerent din punctul de vedere al gravitovortexului. Generalizarea teoriei gravitației, obținută în gravitovortex, nu se reduce la simpla generalizare a unor principii, ea se regăsește plenar în posibilitatea de a explica coerent un mare număr de fenomene fizice noi, cu totul inaccesibile teoriei actuale a gravitației.

Din cele discutate anterior, cunoaștem destul de bine spațiul circumsolar descris de teoriile actuale ale gravitației: un spațiu vid în care o mulțime de puncte materiale se rotesc în jurul unui punct central (Soarele) descriind diversele traiectorii clasice (cercuri, elipse, parabole sau hiperbole), după „condițiile inițiale" ale mișcării, adică după cum a stabilit „inițial" hazardul sau divinitatea (la Newton). O astfel de schemă suprasimplificată a spațiului circumsolar real diferă — așa cum am arătat pe larg în cele de pînă acum — în cel mai înalt grad de realitatea observabilă și măsurabilă și numai această situație a impus folosirea în teoria gravitației a unor scheme convenționale și artificii matematice specifice (mișcarea în jurul punctului „fix în univers", principiul echivalenței etc.) în scopul de a se putea interpreta aspectele cele mai importante ale mișcării planetare.

Succesele teoriei gravitației dovedesc desigur valabilitatea sa, după cum cunoscutele eșecuri marchează net limitele acestei valabilități. Subliniind asemenea succese, noi am accentuat în special — așa cum este și firesc în cadrul unei lucrări ca cea de față — limitele teoriei gravitației, încercînd,

într-un efort care se dorește în cel mai înalt grad constructiv, să depășim aceste limite, în beneficiul însăși al actualei teorii a gravitației.

În vechea interpretare a spațiului gravitațional, singurul parametru care caracterizează corpurile materiale reduse la puncte materiale îl constituie masa lor; dimensiunile lor, structura lor și chiar mișcarea lor (ne referim desigur la mișcarea uzuală, pretutindeni observată și nu la cazul limită al mișcării cu viteza luminii) nu joacă practic nici un rol. Într-un asemenea spațiu gravitațional se exercită—dacă dorim să rămînem în cadrul unei interpretări strict coerente — simple atracții statice între diversele mase punctiforme.

Dacă facem abstracție de incontrolabilele „condiții inițiale“ salvatoare, adică dacă nu-i atribuim *ad-hoc* acestui univers suprasimplificat forțe sau acțiuni din afara teoriei gravitației, așa cum ar fi de exemplu marea explozie inițială *(Bing-Bang)*, el ar fi trebuit de mult să se contracte sub influența atracțiilor reciproce și în ansamblul său, la dimensiunea atomului de materie al abatelui Lemaître, care ar încăpea ușor în buzunarul de la vestă, dar ar conține masa întregului univers observabil, adică, așa cum a calculat Eddington, toate cele 10^{82} particule elementare care ar exista în acest univers.

Este evident că în aceste condiții nu-se poate explica imensa varietate de forme, de dimensiuni și de stări în care se găsește în prezent organizată materia universului observabil și nici actuala ei distribuție și mișcare. Și cu atît mai puțin s-ar putea înțelege și explica distribuția și mișcarea materiei în propriul nostru sistem solar atît de bine cunoscut și totuși atît de diferit de cel postulat de teoria actuală a gravitației. După părerea noastră, nu vom putea căpăta o astfel de înțelegere fără a înțelege mai întîi faptul fundamental că mișcarea gravitațională a materiei nu este, nu poate fi *nediferențiată* și deci egală pentru toate corpurile materiale, că ea depinde esențial de dimensiunile, structura și starea lor, că, în două cuvinte, este o *mișcare diferențiată, adică esențialmente nongeodetică.*

Conform teoriei actuale a gravitației, orice corp m plasat în cîmpul gravitațional al unui alt corp M la distanța r de acesta suferă — indiferent de dimensiunile, de structura, de starea și chiar de masa sa — o accelerație,

$$g = G_0\frac{M}{r^2}\,. \tag{10.35}$$

Astfel cîmpul gravitațional este caracterizat în orice loc de vectorul accelerație $\mathbf{g}$ dirijat tot timpul către M, care acționează în mod egal, adică nediferențiat, asupra oricărui corp material plasat într-un astfel de cîmp. Din (10.35) se vede că ceea ce caracterizează, la urma urmei, mișcarea gravitațională a corpurilor o constituie mărimea G_0, constanta gravitației universale, aceeași — din punctul de vedere al teoriei actuale — pentru toate corpurile, în orice moment și pretutindeni în univers.

În aceste condiții, adică în cazul în care ținem cont de mișcarea actuală a materiei universului observabil, respectiv de „condițiile inițiale“ (presupuse *ad-hoc*) care i-au dat naștere (de exemplu, de „impulsul inițial“, de sorginte divină, care ar fi pus în mișcare planetele), ajungem din nou la un univers (mare sau mic) imuabil, care își păstrează la infinit actuala sa înfățișare. *Aceasta exclude orice proces de evoluție semnificativă* a corpurilor și a sistemelor de corpuri cosmice, singurul factor perturbator posibil al unei astfel de împietriri originare — perturbația gravitațională reciprocă — fiind, așa cum am arătat, cu totul nesemnificativ din acest punct de vedere. De aceea, întîlnim probabil în teoriile astrofizicienilor o atît de mare frecvență a explo-

ziilor în univers: ei încearcă în felul acesta să scoată corpurile și sistemele de corpuri cosmice din punctul mort în care le-a dus actuala teorie a gravitației și să explice, pe această bază negravitațională, procesul de evoluție observat pretutindeni în univers.

Există multiple rațiuni fizice și teoretice care atestă faptul cu vaste consecințe practice că ipoteza clasică $G = G_0 =$ const este o ipoteză foarte aproximativă. Analizînd teoria actuală în cadrul general al gravitovortexului, noi am descoperit faptul cu totul remarcabil că mișcarea cu $G =$ const presupune automat mișcarea cu expansiune-contracție avînd indicele politropic $\varkappa = 1$ și am dovedit nu numai că ea este o mișcare reală, dar și că ea este o mișcare comună în cadrul sistemului nostru solar, fiind perfect observabilă și măsurabilă, de exemplu, în cazul mișcării cometare. Cu toate acestea, din analiza a însăși mișcării cometelor, noi am constatat (Whipple, Marsden ș.a.) o variație notabilă $\Delta G/G$, care depinde direct de natura fiecărei comete în parte și care arată că indicele politropic $\varkappa$ nu are nici în acest caz limită exact valoarea 1, ci valori foarte apropiate de aceasta. O asemenea constatare apare ca fiind pe deplin firească, deoarece structura diverselor comete nu este nici ea absolut identică.

Să considerăm acum cealaltă extremă a mișcării cu G variabil, adică a mișcării cu expansiune-contracție, și anume mișcarea cu $\varkappa = \infty$ sau $\rho' =$ const (mișcarea „izocoră“): este, de asemenea, o mișcare gravitațională limită, pe care o poate efectua un corp material idealizat, perfect rigid. Cu oarecare aproximație putem încadra în această clasă de mișcări mișcarea corpurilor monolite, foarte compacte, așa cum sînt, de exemplu, asteroizii sau meteorii (fig. 78), al căror volum propriu variază foarte puțin sau deloc cu variația lui G. În acest caz, din relația generală $Gr\rho' =$ const, deducem următoarea lege de variație a lui G cu distanța heliocentrică r

$$Gr = \text{const}. \tag{10.36}$$

Este, după cum se vede, o variație a lui G invers proporțională cu distanța heliocentrică, care se manifestă în lungul traiectoriei circumsolare a corpului. *Un asemenea corp va fi atras de Soare cu o forță cu mult mai mare decît cea newtoniană*, deoarece accelerația gravitațională la distanța r va fi dată de relația

$$g = \text{const}\,\frac{M}{r^3}, \tag{10.37}$$

rezultată din combinarea relațiilor (10.35) și (10.36).

Dacă o cometă aflată pe o elipsă foarte excentrică este atrasă de Soare cu accelerația newtoniană dată de (10.35), iar un asteroid aflat inițial pe aceeași orbită este atras cu o accelerație dată de (10.37), se înțelege simplu că acesta din urmă are toate șansele să părăsească orbita sa newtoniană și să fie precipitat cu timpul pe Soare din cauza forței de atracție cu mult mai mare în cazul său. Între aceste două extreme, ilustrate de relațiile (10.35) și (10.37), se poate înscrie o varietate nesfîrșită de valori ale accelerației gravitaționale corespunzătoare mișcării cu expansiune-contracție cu $\varkappa$ variind între 1 și ∞, respectiv exponentul lui r variind între 2 și 3.

Conform teoriei actuale a gravitației, un *roi eterogen* de particule materiale (gaze, pulberi, fragmente de diverse dimensiuni și consistențe), aflat pe o orbită eliptică în jurul Soarelui, trebuie să se miște ca un *tot indivizibil*, fiecare particulă păstrînd în permanență exact aceiași parametri ai mișcării. *Con-*

form gravitovortexului acest roi se va dezintegra, diversele particule se vor mișca diferențiat plecînd fiecare pe o orbită diferită, dictată de valoarea proprie a mărimii G, care depinde — așa cum am arătat pe larg în cele de pînă acum — de natura fiecărei particule în parte. Cititorul va trebui să aibă permanent în minte această caracteristică cu totul neconvențională, strict specifică gravitovortexului, atunci cînd va analiza fenomenele pe care le vom prezenta în continuarea acestei secțiuni.

Înainte de aceasta va trebui însă să analizăm cazurile în care mișcarea gravitovortex a particulelor materiale este sau nu este *stabilă*; cu alte cuvinte să analizăm *condițiile de stabilitate* ale acestei mișcări, care, așa cum am văzut în § 7, este de *tip spiral*. În general, o astfel de mișcare spirală poate fi considerată [206] ca datorîndu-se unui cîmp de forțe reprezentat de o funcție de potențial de forma

$$f = C\frac{e^{a\varphi}}{r^n}, \tag{10.38}$$

unde C este o constantă arbitrară și unde poate fi inclus cîmpul de forțe gravitovortex. Se vede ușor că în cazul particular $a = 0$, $n = 1$, obținem exact potențialul gravitațional newtonian.

Hamiltonianul unui sistem dinamic conservativ avînd două grade de libertate poate fi scris în coordonate polare astfel

$$H = \frac{1}{2}\left(p_1^2 + \frac{p_2^2}{q_1^2}\right) - f(q_1, q_2), \tag{10.39}$$

unde $q_1 = r$, $q_2 = \varphi$ sînt distanța radială la centrul de forță și respectiv unghiul polar; cantitățile $p_1 = r$, $p_2 = r^2\dot{\varphi}$ sînt momentele generalizate corespunzătoare.

Ecuațiile Hamilton ale mișcării sînt

$$\dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \tag{10.40}$$

și

$$\dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i}, \tag{10.41}$$

sau

$$\dot{q}_1 = p_1; \quad \dot{q}_2 = \frac{p_2}{q_1^2}, \tag{10.42}$$

ori

$$\dot{p}_1 = \frac{2p_2^2}{q_1^3} + \frac{\partial f}{\partial q_1} \tag{10.43}$$

și

$$p_2 = \frac{\partial f}{\partial q_2}. \tag{10.44}$$

Ecuațiile de ordinul doi ale mișcării sînt

$$\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 = \frac{\partial f}{\partial r} \tag{10.45}$$

și

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(r^2\dot{\varphi}) = \frac{\partial f}{\partial \varphi}. \tag{10.46}$$

Integrala energiei este dată de relația

$$2H + C_0 = 0, \tag{10.47}$$

sau

$$p_1^2 + \frac{p_2^2}{q_1^2} = 2f(q_1, q_2) - C_0, \tag{10.48}$$

care poate fi pusă sub forma

$$\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2 = 2f - C_0. \tag{10.49}$$

Din relația (10.38) deducem

$$f_r = -\frac{nCe^{a\varphi}}{r^{n+1}}, \tag{10.50}$$

și

$$f_\varphi = \frac{Cae^{a\varphi}}{r^n}. \tag{10.51}$$

Substituind ecuațiile (10.50) și (10.51) în (10.45) și (10.46) putem ajunge la următoarea soluție particulară a sistemului diferențial

$$\begin{aligned} r &= \dot{r}_0(t - t_0) + r_0, \\ \varphi &= \varphi_0 + \frac{n}{a}\ln\left[\frac{a}{n}\dot{\varphi}_0(t - t_0) + 1\right]. \end{aligned} \tag{10.52}$$

Constantele $a, n, t_0, r_0, \dot{r}_0, \varphi_0, \dot{\varphi}_0$ și C pot fi determinate ținînd cont de faptul că

$$r\dot{\varphi} = r_0\dot{\varphi}_0 \tag{10.53}$$

și de următoarele considerente.

Pentru a satisface ecuația de mișcare trebuie să avem

$$C = \frac{r_0^{n+2}\dot{\varphi}_0^2 e^{-a\varphi}}{n} \tag{10.54}$$

și

$$r_0\dot{\varphi}_0 = \dot{r}_0\frac{n}{a}. \tag{10.55}$$

De asemenea, pentru un cîmp de forțe dat, valorile a și n sînt date (de exemplu: $a = 0$, $n = 1$, pentru cîmpul newtonian), iar poziția inițială ne furnizează mărimile r_0 și φ_0 și din (10.54) constanta C.

Soluția (10.52) nu este o soluție generală a ecuațiilor generale ale mișcării (10.43) și (10.44), dar ea este cu totul reprezentativă. Putem considera, în condițiile unei depline generalități, că $r \geqslant 0$, $r_0 \geqslant 0$, $t \geqslant t_0 \geqslant 0$. Cînd $\dot{r}_0 \geqslant 0$, $r \geqslant r_0$ validitatea soluției este asigurată în orice moment: $t_0 \rightarrow t \rightarrow \infty$. Cînd $\dot{r}_0 < 0$, $r < r_0$ și $r = 0$ la momentul

$$t = t_0 - \frac{r_0}{\dot{r}_0} > t_0, \tag{10.56}$$

validitatea soluției este limitată de valoarea

$$t_0 \rightarrow t \rightarrow t_0 - \frac{r_0}{\dot{r}_0}. \tag{10.57}$$

Eliminînd timpul în ecuațiile (10.52) obținem relația

$$r = r_0 e^{\frac{a}{n}(\varphi - \varphi_0)}, \tag{10.58}$$

care reprezintă ecuația orbitei. Spirala se îndepărtează de origine cu creșterea lui φ atunci cînd

$$\frac{dr}{d\varphi} = \frac{a}{n} r > 0, \tag{10.59}$$

adică atunci cînd a și n au același semn. Trebuie să remarcăm faptul că ecuația (10.58) reprezintă numai *geometria* orbitei și că *mișcarea* în lungul spiralei este guvernată de legile dinamicii. Din punct de vedere dinamic, distingem patru cazuri posibile de mișcare, ai căror parametri caracteristici sînt prezentați în figura 81.

Studiul stabilității familiei de orbite dată de ecuațiile (10.52) conduce la un sistem de ecuații diferențiale lineare, ai căror coeficienți depind de timp. Aceste ecuații pot fi integrate în formă închisă, astfel încît putem da un răspuns complet problemei stabilității mișcării în gravitovortex.

Din ecuațiile (10.45), (10.46) și (10.50), (10.51) avem

$$\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 = -\frac{nCe^{a\varphi}}{r^{n+1}} \tag{10.60}$$

și

$$\frac{d}{dt}(r^2\dot{\varphi}) = \frac{aCe^{a\varphi}}{r^n}. \tag{10.61}$$

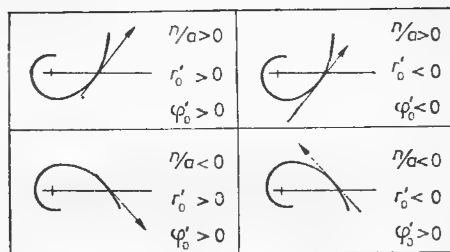


Fig. 81. Cele patru cazuri ale mișcării spirale

Conform procesului uzual de liniarizare, putem scrie

$$r = R + \rho \quad \text{și} \quad \varphi = \Phi + \Psi, \tag{10.62}$$

unde $R(t)$ și $\Phi(t)$ reprezintă soluția particulară, dată de ecuațiile (10.52) și notată anterior liniarizării cu $r(t)$ și $\varphi(t)$. Funcțiile $\rho(t)$ și $\Psi(t)$ sînt alese astfel încît pătratele lor ca și produsele lor să fie neglijabile.

Substituind ecuațiile (10.62) în ecuațiile (10.60) și (10.61), ținînd cont de faptul că $R(t)$ și $\Phi(t)$ sînt soluții și neglijînd termenii neliniari în $\rho(t)$ și $\Psi(t)$, obținem

$$\ddot{\rho} - \rho\dot{\Phi}^2 - 2R_0\dot{\Phi}_0\dot{\Psi} = \frac{\dot{\Phi}_0^2 R_0^2}{R}\left[(n+1)\frac{\rho}{R} - a\dot{\Psi}\right], \tag{10.63}$$

și

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left[2R_0\dot{\Phi}_0\rho + R^2\dot{\Psi}\right] = \frac{a}{n}\dot{\Phi}_0^2 R_0^2\left(a\dot{\Psi} - \frac{n\rho}{R}\right). \tag{10.64}$$

Din

$$\dot{\Phi} = \frac{R_0\dot{\Phi}_0}{R}, \tag{10.65}$$

avem

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} = \frac{R_0\dot{\Phi}_0}{R}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\Phi}, \tag{10.66}$$

și deci

$$\rho'' - \frac{a}{n}\rho' - \rho - 2R\Psi' = (n+1)\rho - aR\Psi', \tag{10.67}$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(2\rho + R\Psi') = \frac{a}{n}(aR\Psi' - \rho n), \tag{10.68}$$

unde accentele reprezintă derivatele în raport cu Φ și $R = R(\Phi)$.

Coeficienții variabili din acest sistem liniar pot fi eliminați introducînd mărimile ρ/R sau $R\Psi'$ ca noi variabile.

Cel de al doilea caz, $\Lambda(\Phi) = R\Psi'$, dă

$$\rho'' - \frac{a}{n}\rho' - (2+n)\rho - 2\Lambda + a\left(\frac{2}{n} + 1\right)\Lambda = 0, \tag{10.69}$$

$$2\rho' + a\rho + \Lambda'' - \frac{a}{n}\Lambda' - \frac{a^2}{n}\Lambda = 0, \tag{10.70}$$

Determinantul acestui sistem poate fi dezvoltat după $\mu = \lambda^2 - \frac{a}{n}\lambda$ în felul următor

$$\Delta = \mu\left[\mu - \frac{(n^2 + a^2 - 2n)}{n}\right] = 0, \tag{10.71}$$

iar soluțiile ecuației caracteristice (10.71) sînt

$$\mu_1 = 0,$$
$$\mu_2 = \frac{n^2 + a^2 - 2n}{n}. \tag{10.72}$$

Pentru $\mu_1 = 0$ avem $\lambda_1 = 0$ și $\lambda_3 = a/n$; pentru μ_2 avem

$$\lambda_2 = \frac{a}{2n} + \sqrt{\left(\frac{a}{2n}\right)^2 + \mu_2} = \frac{a}{2n} + g, \tag{10.73}$$

și

$$\lambda_4 = \frac{a}{2n} - \sqrt{\left(\frac{a}{2n}\right)^2 + \mu_2} = \frac{a}{2n} - g. \tag{10.74}$$

Soluția generală a ecuațiilor (10.69) și (10.70) este

$$\rho(\Phi) = A + Be^{a\Phi/n} + Ce^{\lambda_2\Phi} + De^{\lambda_4\Phi} \tag{10.75}$$

și

$$\Lambda(\Phi) = A_1 + B_1e^{a\Phi/n} + C_1e^{\lambda_2\Phi} + D_1e^{\lambda_4\Phi}, \tag{10.76}$$

unde constantele $A, \ldots, D, A_1, \ldots, D_1$ sînt legate de elementele determinantului caracteristic în modul binecunoscut, adică

$$A_1 = \frac{n}{a}A; \quad B_1 = \frac{2+n}{a}B,$$

$$C_1 = \frac{a/n + 2\sqrt{(a/2n)^2 + \mu_2} + a}{2-n}C, \tag{10.77}$$

$$D_1 = \frac{a/n - 2\sqrt{(a/2n)^2 + \mu_2} + a}{2-n}D.$$

Utilizînd condițiile inițiale pentru orbita neperturbată, din ecuația (10.76) avem

$$\Lambda = R\Psi' = \Psi' e^{a\Phi/n}, \tag{10.78}$$

dacă $R_0 = 1$ și $\Phi_0 = 0$. În felul acesta, putem obține relația

$$\Psi'(\Phi) = A_1e^{-a\Phi/n} + B_1 + C_1e^{(\lambda_2 - a/n)\Phi} + D_1e^{(\lambda_4 - a/n)\Phi}, \tag{10.79}$$

în completarea soluției generale.

Dependența de timp a soluției generale poate fi obținută dacă considerăm că

$$e^{a\Phi/n} = \dot{R}_0t + 1, \tag{10.80}$$

unde am presupus $t_0 = 0$. În formă finală ea poate fi scrisă astfel

$$\begin{aligned} \rho(t) &= A + B(\dot{R}_0t + 1) + C(\dot{R}_0t + 1)^{\frac{1}{2} + ng/a} + D(\dot{R}_0t + 1)^{\frac{1}{2} - ng/a}, \\ \Psi'(t) &= A_1(\dot{R}_0t + 1)^{-1} + B_1 + C_1(\dot{R}_0t + 1)^{-\frac{1}{2} + ng/a} + D(\dot{R}_0t + 1)^{-\frac{1}{2} - ng/a}, \end{aligned} \tag{10.81}$$

unde

$$g = \mp \sqrt{(a/2n)^2 + \mu_2} \tag{10.82}$$

sau

$$g = \frac{1}{2n}\sqrt{(a^2 + 4n^3 - 8n^2 + 4na^2}. \tag{10.83}$$

Ecuația (10.81) reprezintă rezultatul final al analizei stabilității mișcării de „tip spiral"; să interpretăm acest rezultat general. Cel de al doilea termen pentru $\rho(t)$ al ecuației (10.81) indică instabilitate cînd $\dot{R}_0 > 0$, dar perturbația tinde să se micșoreze cînd $\dot{R}_0 < 0$, adică mișcarea se stabilizează. Concluzia privind instabilitatea mișcării pentru cazul $\dot{R}_0 > 0$ poate fi considerată definitivă, adică independentă de orice alte condiții, dar concluzia privind stabilitatea mișcării pentru cazul $\dot{R}_0 < 0$ trebuie analizată în continuare, deoarece alți termeni pot produce instabilitate.

Să studiem termenii care în general pot fi puși sub forma $(\alpha t + 1)^\beta$, cu α real. Să arătăm mai întîi că numai partea reală a lui β interesează din punctul de vedere al stabilității. Dacă $\beta = \gamma + i\delta$, unde δ este real, atunci putem scrie

$$(\alpha t + 1)^\beta = (\alpha t + 1)^\gamma[\cos \ln (\alpha t + 1)^\delta + i \sin \ln (\alpha t + 1)^\delta]. \tag{10.84}$$

Pentru un timp „scurt" putem considera că

$$(\alpha t + 1)^\beta \sim 1 + \alpha\gamma t, \tag{10.85}$$

și prin urmare că termenii de forma $(\alpha t + 1)^\gamma$ indică instabilitate cînd α și γ au același semn și stabilitate cînd α și γ sînt de semne contrare; γ este, după cum am notat mai sus, tocmai partea reală a lui β.

Termenul al doilea al primei ecuații (10.81) ne permite să tragem concluzia privind instabilitatea mișcării în cazul $\dot{R}_0 > 0$ adică în cazul îndepărtării particulei de origine. Cel de al treilea și al patrulea termen al ecuației urmează să fie analizați numai pentru cazul $\dot{R}_0 < 0$, spre a vedea dacă nu introduc în această mișcare spre centrul de forță elemente de instabilitate.

Instabilitatea cere ca partea reală a exponentului

$$\frac{1}{2} \pm \frac{ng}{a} \tag{10.86}$$

să fie negativă, deoarece

$$\alpha = \dot{R}_0, \; \beta = \frac{1}{2} \pm \frac{ng}{a}, \tag{10.87}$$

și

$$\gamma = \mathrm{Re}\left(\frac{1}{2} \pm \frac{ng}{a}\right), \tag{10.88}$$

iar pentru instabilitate α și γ trebuie să aibă același semn. Să analizăm semnul părții reale al expresiei (10.86).

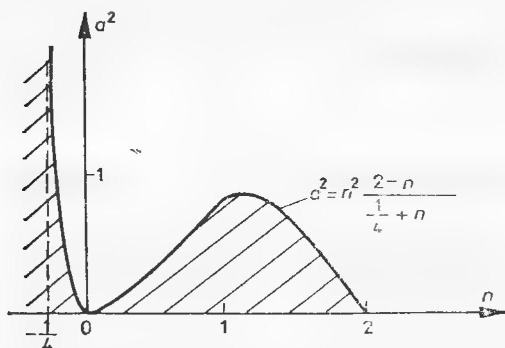


Fig. 82. Curba $g^2 = 0$, în sistemul de coordonate n, a^2.

Cazul în care $g^2 \leqslant 0$, adică

$$\mathrm{Re}\left(\frac{1}{2} \pm \frac{ng}{a}\right) = \frac{1}{2}, \tag{10.89}$$

este simplu, deoarece

$$\mathrm{Re}\left(\frac{1}{2} \pm \frac{ng}{a}\right) > 0, \tag{10.90}$$

și deci nu apare nici o instabilitate. Deoarece

$$g^2 = (a/2n)^2 + \mu_2, \tag{10.91}$$

sau

$$g^2 = a^2/4n^2 + n + a^2/n - 2, \tag{10.92}$$

ecuația

$$a^2/n^2 = \frac{2-n}{\frac{1}{4}+n} \tag{10.93}$$

leagă acele valori ale lui a și n care dau $g^2 = 0$. În figura 82 este reprezentată ecuația (10.93) și diversele domenii g^2 delimitate de această ecuație. Figura 83 prezintă aceleași rezultate în coordonate a^2/n^2 și n, care permit o ilustrare mai sugestivă a zonelor de stabilitate, reprezentate de regiunile hașurate.

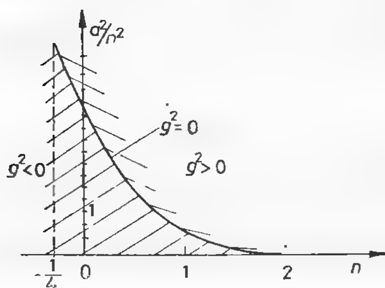


Fig. 83. Regiunile pozitive și negative ale lui g^2, în sistemul de coordonate n, a^2/n^2.

Se observă că independent de valoarea lui a, $g^2 < 0$ cînd $n \leqslant -1/4$ și $g^2 > 0$ cînd $n \geqslant 2$. Astfel pentru $n = -1$, -2 etc. nu există instabilitate în cazul $\dot{R} < 0$. În schimb, valoarea $g^2 > 0$ implică o mișcare stabilă numai dacă condițiile

$$\frac{1}{2} + \frac{n}{a} g > 0, \qquad \frac{1}{2} - \frac{n}{a} g > 0 \tag{10.94}$$

sînt satisfăcute simultan. Cu alte cuvinte, în plus față de zonele de stabilitate marcate în figurile 81 și 82 valorile (a, n), satisfăcînd condiția

$$|ng/a| < \frac{1}{2}, \tag{10.95}$$

conduc de asemenea la mișcări stabile. Aceste zone adiționale sînt date de valorile

$$a^2 < n(2-n) \tag{10.96}$$

pentru $0 < n < 2$ și de valorile

$$a^2 > n(2-n) \tag{10.97}$$

pentru $n < 0$.

În figura 84 sînt prezentate în sinteză zonele (hașurate) de stabilitate a mișcării în coordonate a^2, n.

Din analiza rezultatelor obținute mai sus putem trage următoarele concluzii generale:

— mișcarea spirală cu $\dot{R} > 0$ este întotdeauna instabilă și această mișcare o au în gravitovortex planetele;

— mișcarea cu $\dot{R} < 0$ este stabilă sau instabilă după valorile lui a și n:

- — pentru $n < 0$ mișcarea este întotdeauna stabilă independent de a;
- — pentru $n > 2$ mișcarea este întotdeauna instabilă independent de valoarea lui a;
- — pentru $0 < n < 2$ mișcarea este stabilă cînd $a^2 < n(2-n)$ și este instabilă cînd $a^2 > n(2-n)$.

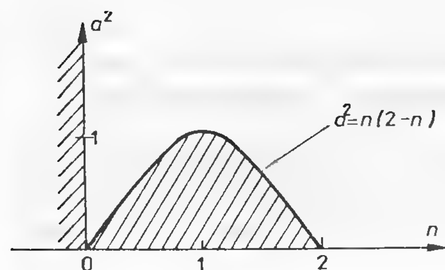


Fig. 84. Regiunile de stabilitate ale mișcării spirale in sistemul de coordonate n, a^2.

Așa cum am arătat anterior, mișcarea gravitovortex se înscrie în limitele $\varkappa = 1 \rightarrow \varkappa = \infty$, ceea ce corespunde unei limite de variație a exponentului n din ecuația *potențialului* de cîmp între 1 și 2. Se vede simplu că în cazul limită al cîmpului gravitațional newtonian care corespunde valorii $\varkappa = 1$ ($n = 1$, $a = 0$) avem

$$0^2 < 1\,(2 - 1) \tag{10.98}$$

și mișcarea va fi întotdeauna stabilă; orbitele eliptice închise, caracteristice acestui cîmp, sînt o dovadă peremptorie în acest sens. În schimb, mișcarea limită $\varkappa = \infty$ ($n = 2$, $a = 0$) dă

$$0^2 = 2\,(2 - 2), \tag{10.99}$$

adică se află la limita de instabilitate.

Rezultă deci că *dintre toate tipurile de mișcări posibile în gravitovortex mișcarea newtoniană ($\varkappa = 1$), care este cel mai bine reprezentată de mișcarea cometară, este și cea mai stabilă. Gradul de stabilitate al mișcării gravitovortex scade (fig. 84) pe măsura creșterii indicelui politropic $\varkappa$, fiind minim pentru mișcarea limită $\varkappa \rightarrow \infty$ ($n \rightarrow 2$) reprezentată — în aproximația cunoscută — de mișcarea asteroizilor. Între aceste două limite exterioare mișcarea cu $1 < \varkappa < \infty$, respectiv cu $1 < n < 2$, va avea un grad de stabilitate care scade, conform figurii, de la $n = 1$ către $n = 2$.*

Aceste rezultate generale ne vor ajuta să înțelegem mai bine nu numai mișcarea actuală, dar și *distribuția* actuală a mișcării și a materiei în sistemul nostru solar. Vom înțelege ușor de ce cometele care sînt alcătuite din fragmente materiale *eterogene* nu pot rămîne stabile și se dezintegrează progresiv, de ce, asteroizii (blocuri monolitice) nu pot supraviețui decît pe orbite cvasicirculare, de ce există în general o pronunțată tendință de *circularizare a orbitelor cometare* și multe alte fenomene despre care vom vorbi pe larg în paragraful următor.

Toate aceste fenomene reale sînt de neconceput conform teoriei actuale a gravitației. În aceste condiții, încercarea astronomilor de a deduce, din mișcarea actuală a asteroizilor și cometelor rezultate conform teoriei lui Oort din explozia fostei planete Phaeton, orbita inițială a acestei planete, încercare care a consumat o enormă cantitate de muncă, pare să fi fost de la început sortită eșecului.

10.4.2. Structura fină observată a mișcării gravitaționale în spațiul circumsolar, o confirmare la scară mare a gravitovortexului

Teoria lui Oort are un fundament fizic foarte intuitiv, cunoscut și acceptat încă de mult. Într-adevăr, una dintre planetele sistemului nostru solar lipsește de pe orbita sa, care ar trebui să se găsească undeva între orbitele actuale ale lui Marte și Jupiter.

Distribuția orbitelor planetare în sistemul nostru solar nu este întîmplătoare, ci este dată de așa-numita regulă Titius-Bode. Ea a fost publicată de I.D. Titius în versiunea germană a cărții lui Bonnet, *Contemplation de la Nature*, editată de el. Titius a dat formula distanțelor planetare sub forma

$$0{,}4 + 0{,}3 \cdot 2^n = a \text{ (ua)}, \qquad (10.100)$$

unde n ia corespunzător valorile 0, 1, 2, 3 etc., dar în mod coerent această regulă poate fi prezentată numai sub formă tabelară, așa cum se vede mai jos. Ulterior regula lui Titius a fost perfecționată de Bode (cap. 11). Ea este bine verificată de dispunerea majorității orbitelor planetare, excepțiile constituite de orbitele lui Neptun și Pluto datorîndu-se foarte probabil cunoașterii și interpretării mai puțin precise a zonelor foarte îndepărtate ale sistemului solar în condițiile oferite de actuala teorie a gravitației.

Tabelul 27

Planeta	Exponentul n	Distanța a dată de regula Titius-Bode	Distanța reală ua
Mercur	0 $(-\infty)$	$(4 + 3 \times 0): 10 = 0{,}4$	0,39
Venus	1	$(4 + 3 \times 1): 10 = 0{,}7$	0,72
Pămînt	2	$(4 + 3 \times 2): 10 = 1{,}0$	1,0
Marte	3	$(4 + 3 \times 4): 10 = 1{,}6$	1,52
Ceres	4	$(4 + 3 \times 8): 10 = 2{,}8$	2,77
Jupiter	5	$(4 + 3 \times 16): 10 = 5{,}2$	5,20
Saturn	6	$(4 + 3 \times 32): 10 = 10{,}0$	9,54
Uranus	7	$(4 + 3 \times 64): 10 = 19{,}6$	19,19
Neptun	8	$(4 + 3 \times 128): 10 = 38{,}8$	30,07
Pluto	9	$(4 + 3 \times 256): 10 = 77{,}2$	?

Din secvența orbitelor planetare conformă cu regula Titius-Bode lipsește, după cum se vede, planeta cu indicele $n = 4$, care ar trebui să se găsească între orbitele lui Marte și Jupiter, la o distanță heliocentrică de circa 2,8 ua. În locul acestei planete pe care astronomii au botezat-o Phaeton se află însă în prezent puzderie de fragmente planetare, asteroizi, formînd așa-numita centură de asteroizi, dintre care asteroidul Ceres este cel mai mare (diametru 767 km). După estimările astronomilor există aproximativ 140 000 ÷ 150 000 de asteroizi cu diametrul $\geqslant$ 1 km și ei provin, ca și cometele, din explozia (nu se cunosc motivele) planetei inițiale Phaeton (de ce și cum poate exploda o planetă va rezulta din cele ce le vom discuta în capitolul 12).

În figura 85 se prezintă distribuția statistică a semiaxelor mari, a, ale orbitelor micilor planete din centura de asteroizi, prin intermediul parametrului μ, care măsoară mișcarea medie diurnă și care este legat de a prin relația uzuală în astronomie

$$\mu = \frac{3\,458{,}188''}{\sqrt[3]{a}}; \qquad (10.101)$$

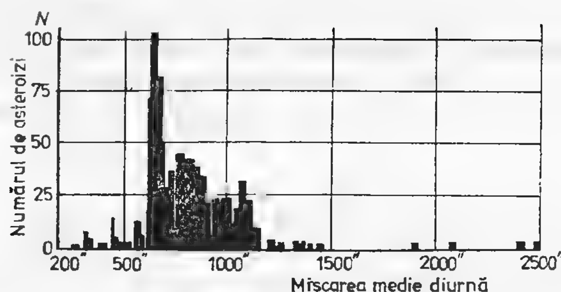


Fig. 85. Distribuţia orbitelor asteroizilor după mişcarea medie diurnă.

ordonatele sînt proporţionale cu numărul de asteroizi cunoscuţi în fiecare grupă medie de 10″. Circa 97% din numărul total al asteroizilor au semiaxele mari cuprinse între $a = 2{,}17$ ua ($\mu = 1\,110''$) şi $a = 3{,}64$ ua ($\mu = 510''$), media semiaxelor mari ale tuturor asteroizilor cunoscuţi fiind $a = 2{,}75$ ua, adică o valoare foarte apropiată de valoarea conferită de regula Titius-Bode pentru fosta planetă Phaeton.

Explozia planetei a proiectat desigur diversele fragmente într-o mare varietate de traiectorii în jurul Soarelui şi orbitele cometare observate în prezent ne pot sugera imaginea acestei mari diversităţi: într-adevăr, cometele se mişcă conform gravitovortexului astfel încît $\varkappa \sim 1$, adică pe orbite care sînt cvasistabile indiferent de forma lor (circulară, eliptică etc.). Dintre fragmentele asteroidice ale fostei planete, care evoluează, după cum ştim, cu $\varkappa \to \infty$ ($\rho \sim$ const), nu au putut însă supravieţui pînă în zilele noastre decît acelea care au avut de la început sau au căpătat ulterior orbite cvasicirculare (singurele orbite stabile în acest caz cu $\varkappa \to \infty$); restul de asteroizi aflaţi pe orbite cu excentricităţi mai mari a trebuit să fie cu timpul precipitat spre Soare, din cauza forţelor de atracţie gravitaţionale sporite în cazul lor.

Mărturii concludente asupra mişcării diferenţiate implicate de gravitovortex a fragmentelor planetei dezintegrate a lui Oort pot fi revelate şi de distribuţia mişcării actuale a cometelor şi asteroizilor. În figura 86 este prezentat rezultatul statistic privind distribuţia unghiului de excentricitate φ (amintim că $\sin \varphi = e$), al analizei elementelor orbitale a 1 565 de asteroizi şi 65 de comete cu perioadă scurtă. Se observă că pentru asteroizi valorile φ sînt cuprinse între 0° şi 32° ($0{,}00 < e < 0{,}53$); marea lor majoritate (1 545, adică 98,7%) au $0° < \varphi < 20°$ ($0{,}00 < e < 0{,}33$) avînd media $\varphi = 8{,}7°$ ($e = 0{,}151$). Aşadar, orbitele *tipice* ale asteroizilor sînt într-adevăr orbitele cvasicirculare, singurele orbite stabile în cazul lor.

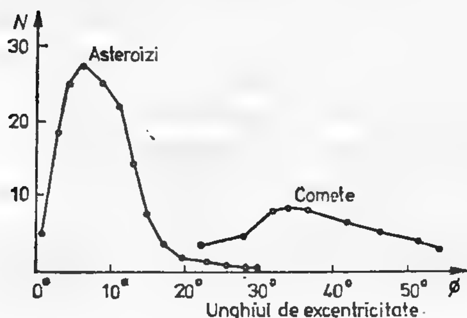


Fig. 86. Distribuţia orbitelor asteroizilor şi cometelor după unghiul de excentricitate φ.

În ceea ce privește cometele cu perioadă scurtă, cu excepția a 3 comete (1925 II și 1942 II, care au $e = 0,14$, 1949 II cu $e = 0,25$), observăm excentricități cuprinse între 0,40 și 1,00. *Media excentricităților orbitelor cometelor cu perioadă scurtă este $e = 0,67$*, valoare care diferă semnificativ de cea corespunzătoare asteroizilor; dacă am lua în considerație și excentricitățile orbitelor cometelor cu perioadă lungă, această valoare ar fi cu mult mai mare. În acord cu cele de mai sus, constatăm, așadar, că mișcarea cometară cu $\varkappa \sim 1$ este o mișcare stabilă cvasinewtoniană, deoarece ele sînt singurele care se mișcă în prezent pe orbite foarte excentrice.

Desigur trecerea de la structura asteroidică la cea cometară nu poate fi decît continuă și există un număr foarte redus de „asteroizi" (9) și comete (7) care au excentricități comparabile, $0,37 < e < 0,53$. Astronomii consideră că acești asteroizi (Appolo, Hidalgo, Icarus, grupul Ganimede) sînt de fapt comete „defuncte", nuclee de comete fosile. Un studiu de detaliu asupra acestor ciudați „asteroizi" este făcut din punctul de vedere expus mai sus de B. G. Marsden [137].

Toate fragmentele asteroidice plasate prin explozia planetei Phaeton pe orbite excentrice nu au putut supraviețui pînă în zilele noastre și în pofida teoriei actuale a gravitației ele au fost precipitate către regiunile interioare ale sistemului solar, spre Soare. Rezultatul acestui exod în masă a fost bombardarea masivă a suprafețelor tuturor planetelor aflate în aceste regiuni, Marte, Pămînt, Luna, Venus și Mercur. Observațiile arată că suprafețele acestor planete prezintă — fără excepție — nenumărate cratere de diverse dimensiuni, rezultate din impactul cu mari fragmente meteoritice. În figura 88 se prezintă suprafața planetei Mercur, foarte asemănătoare din acest punct de vedere cu cea a Lunii, dar asemenea cratere pot fi observate și pe Venus, pe Marte și chiar pe Pămînt, cu toate că pe aceste din urmă planete vînturile au erodat permanent formele inițiale. După cum se vede în figura 78 nici micuțul satelit al lui Marte, Phobos, nu a scăpat neatins de acest bombardament masiv.

Chiar și în zilele noastre continuă să cadă pe Pămînt „din cer" blocuri meteoritice enorme, care la intrarea în atmosfera terestră cîntăresc multe tone. În figura 15 este prezentat meteoritul Knyahinga căzut în Ungaria la 9 iunie 1866 și care, ajuns pe Pămînt, mai cîntărește încă 294 kg. Cel mai mare bloc meteoritic căzut pe Pămînt și cunoscut ca atare este meteoritul Hoba West, care poate fi admirat *in situ* pe calcarul din apropierea lui Grootfontein în Africa de sud-vest: 70 tone. Meteoritul Ahnighito găsit la Capul York din Groenlanda este numai un fragment dintr-un meteorit inițial căzut pe Pămînt, dar cîntărește totuși 34 tone; (se cunosc zeci de asemenea meteoriți gigantici). Meteoritul care a provocat marele crater din Arizona este evaluat a avea o greutate minimă de 12 000 tone.

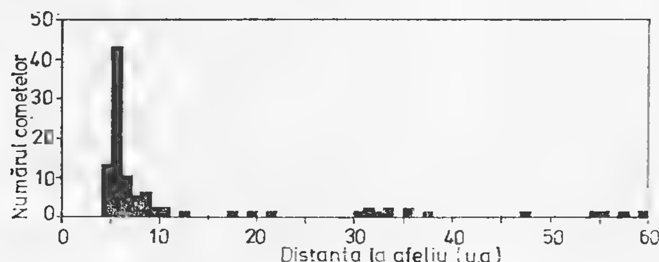


Fig. 87. Distribuția distanțelor afelice pentru cometele cu perioadă scurtă.



Fig. 88. Ca toate planetele interioare orbitei fostei planete Phaeton, care cîndva circula între orbitele lui Marte și Jupiter, Mercur prezintă o suprafață puternic „bombardată", foarte probabil de fragmentele acestei planete dezintegrate.

La 12 februarie 1947, ora 10,38 dimineața la cîteva sute de kilometri nord de Vladivostok, în munții Sihote-Alin, a căzut un nou meteorit uriaș. Globul de foc observat în ultima fază a străpungerii atmosferei a fost atît de luminos, încît producea umbre mobile în plină lumină a zilei, dezvoltînd o trenă de praf, care a putut fi văzută timp de cîteva ore. A fost un meteorit fieros care s-a spart în cîteva bucăți în timpul trecerii prin atmosferă, fragmentul cel mare spărgîndu-se încă o dată, la lovirea solului stîncos. S-au găsit 122 de „cratere" din care s-au colectat 23 tone de material meteoritic (93,5% fier, 5,27% nichel, 0,47% cobalt, 0,20% fosfor, plus urme de sulf și alte elemente), dar savanții (Fesenkov) evaluează cantitatea inițială la 70 de tone.

Cum de sînt posibile asemenea căderi de meteoriți imenși cînd teoria actuală a gravitației este practic incompatibilă cu o asemenea stare de fapt? În cei 5 miliarde de ani care s-au scurs de la formarea sistemului solar, orbita oricărei particule de materie s-ar fi stabilizat de mult și o ordine desăvîrșită ar fi trebuit să domnească în mișcarea materiei acestui sistem. Membrii Academiei Franceze, care ani în șir au refuzat să accepte realitatea căderilor meteoritice, au dat dovadă în fond nu numai de o desăvîrșită lealitate față de învățătura marelui Newton, dar și de o profundă înțelegere a acestei învățături. Faptul că Chladny și Biot au dovedit că aceste căderi meteoritice sînt reale, nu a adăugat nimic la înțelegerea acestei realități, a cărei acceptare reprezintă în fond un compromis intelectual; teoria gravitației nu este — *de jure* — nici astăzi compatibilă cu această realitate indiscutabilă, mișcările newtoniene fiind după cum știm mișcări stabile.

Dealtfel pe Pămînt cad nu numai meteoriți gigantici. Astronomii evaluează la circa o jumătate de tonă *pe zi* greutatea meteoriților care cad pe Pămînt și care sînt destul de mari pentru a fi ulterior găsiți și recunoscuți. La aceștia

trebuie adăugați meteoriții care ard în atmosfera terestră evaluați la o tonă sau mai mult *pe zi*, precum și micrometeoriții și praful interplanetar care intră „liniștit“ în atmosfera terestră, fără a produce nici un fenomen vizibil a căror cantitate se ridică la circa 1 000 de tone *pe zi* sau mai mult.

În acest context al mișcării diferențiate, revelată de observație și de gravitovortex, ce șansă ați acorda, stimate cititor, reușitei tentative — sugerată încă de S. Newcomb — ca plecînd de la orbitele actuale ale asteroizilor să se obțină prin calcul (conform teoriei actuale a gravitației) orbita planetei inițiale, Phaeton și, cel puțin aproximativ, momentul în care a avut loc explozia acestei planete? Cantitatea de muncă necesitată de un asemenea calcul, bazat pe teoria perturbațiilor, este enormă, dar aceasta nu l-a speriat pe K. Hyrayama, directorul Observatorului din Tokio. Introducînd așa-numitele elemente invariante comune unei clase de asteroizi care au o origine comună, Hyrayama a găsit la sfîrșitul calculului său care a avut în vedere 1 223 de asteroizi, nu una, ci *cinci familii de asteroizi*, care ar corespunde deci la explozia a cinci planete inițiale, ceea ce este evident absurd.

În 1925 N. M. Staude a dezvoltat rezultatele lui Hyrayama, punînd în evidență în total *20 de familii de asteroizi*. Într-o lucrare cuprinzătoare din 1951 D. Brauer ridică numărul acestor familii la 29. Alți autori, introducînd alte elemente invariante, au găsit alte familii în sistemul asteroizilor.

Analizînd familiile de asteroizi ale lui Hyrayama. E. W. Brown a ajuns însă la concluzia că întreaga strădanie depusă în această direcție nu a avut decît rezultatul negativ de a arăta că *„starea inițială a asteroizilor circulînd între orbitele lui Marte și Jupiter nu poate fi dedusă prin metodele gravitaționale ale mecanicii cerești, din orbitele lor actuale“*. Cît despre familiile lui Hyrayama, Brown a susținut că o „familie“ ar reprezenta de fapt un grup de asteroizi la care, în timpul mișcărilor lor îndelungate, anumite elemente ale mișcării s-au uniformizat, devenind comune întregului grup.

Probabil că foarte mulți dintre cititorii noștri au anticipat răspunsul corect cu privire la șansele teoriei actuale a gravitației de a explica distribuția actuală a materiei și mișcării în sistemul nostru solar. Prin postulatul mișcării geodetice, adică cu $G =$ const, teoria actuală exclude *ab initio* mișcarea diferențiată, funcție de „natura“ substanței, lipsindu-se astfel de singura posibilitate de a interpreta această distribuție a materiei și mișcării în sistemul nostru solar și, în general, oriunde în universul observabil.

Conform gravitovortexului, un conglomerat monolitic de fragmente materiale avînd „structuri“ diferite, deci valori G diferite, se mișcă astfel încît rezultă pentru întregul ansamblu o valoare G comună. Dacă legătura mecanică dintre două fragmente avînd G diferit încetează datorită unei cauze oarecare (de exemplu, prin topirea gheții sub influența încălzirii solare), *cele două fragmente se separă, înscriindu-se automat pe orbite diferite, fără intervenția nici unui impuls exterior*. O astfel de diferențiere a mișcării, incompatibilă cu teoriile actuale ale gravitației, nu reprezintă o speculație teoretică, ci un fapt experimental constatat în mod direct și în nenumărate ocazii, unul dintre cazurile celebre fiind cel al cometei 1882 II.

Cometa a fost descoperită la 1 septembrie 1882 și a putut fi observată permanent timp de 9 luni, pînă la 1 iunie 1883. Datorită acestei conjuncturi foarte favorabile i s-a putut calcula o orbită precisă: o elipsă foarte alungită, avînd excentricitatea apropiată de unitate și perioada de 760,9 ani. Distanța perihelică era excepțional de mică: $q = 0{,}00775$ ua $= 1{,}16$ milioane km.

În momentul trecerii la periheliu cometa se afla la numai 460 000 km de suprafața globului solar și avea viteza enormă de 480 km/s. În acest mo-

ment capul cometei avea strălucirea excepțională de — $16{,}9^m$ (magnitudinea stelară a Lunii pline este de numai $-12{,}55^m$, adică o strălucire de 60 de ori mai mică decît a cometei 1882 II). S-a constatat că elementele acestei comete se apropie mult de cele ale cometelor 1843 I și 1880 II, după cum se observă în tabelul de mai jos.

Tabelul 28

Cometa	ω	Ω	*i*	log *q*	Perioada
1843 I	82°38,1′	2°07,6′	144°20,5′	7,7425	512 ani
1880 II	86°14,6′	6°22,6′	144°39,3′	7,7399	hiperbolică
1882 II	69°35,3′	346,2°	141°59,8′	7,8893	761 ani

Kreuz, care a studiat amănunțit aceste orbite, a găsit că nu poate fi vorba despre reîntoarcerile aceleiași comete. El a demonstrat că orbitele cometelor 1843 I și 1882 II se apropie foarte mult în vecinătatea periheliilor lor, de unde a dedus că *ambele ar proveni dintr-o cometă inițială, care, cîndva, s-a împărțit în cele două comete.* Același rezultat a mai fost obținut și pentru cometele 1680 și 1882 II, precum și pentru 1680 și 1843 I.

Lucrarea lui Kreuz a fost continuată de S. V. Orlov, care a demonstrat că orbitele cometelor 1668, 1843 I, 1880 I și 1882 II se apropie foarte mult în vecinătatea periheliilor. La fel și orbitele cometelor 1680, 1882 II și 1887 I. Cum în ambele aceste grupe apare cometa 1882 II, a cărei masă se poate evalua la de 60 ori masa globală a celorlalte comete considerate, s-a dedus că *1882 II este chiar cometa inițială, care s-a divizat de două ori la rînd, formînd cele două grupe de comete cu distanțe perihelice mici.* Un asemenea fenomen este (dacă excludem diferitele explozii presupuse *ad-hoc*) absolut incompatibil cu teoria actuală a gravitației. Avînd în vedere structura tipică a unei comete putem înțelege ușor procesul fizic de divizare. *Ceea ce însă nu poate fi înțeles coerent conform cu teoria actuală a gravitației o constituie faptul fizic că fragmentele rezultate dintr-o astfel de divizare se despart și încep să se miște pe orbite diferite:* aceasta încalcă în mod flagrant principiul mișcării geodetice, conform căruia fragmentele rezultate ar trebui să se miște la nesfîrșit împreună și să sufere în mod egal și solidar acțiunea gravitațională perturbatoare a celorlalte mase ale sistemului solar. Numai mișcarea cu G depinzînd de natura materiei fragmentelor divizate, adică mișcarea diferențiată conform gravitovortexului, permite înțelegerea coerentă a acestor fenomene fizice reale.

S-ar putea eventual obiecta faptul că aceste divizări ale cometei 1882 II sînt revelate totuși prin calcul conform teoriei actuale a gravitației, despre care știm deja că nu prea este absolut precis atunci cînd îl extrapolăm în trecut. Ei bine, cometa 1882 II ne-a oferit șansa extraordinară de a observa pe viu, în direct, una dintre spectacularele sale divizări. Fenomenul a fost remarcat mai întîi de Barnard, la 27 septembrie 1882: *nucleul cometei a început mai întîi să se alungească în direcția Soarelui, iar în octombrie acest nucleu alungit s-a subțiat la mijloc și s-a divizat în două fragmente, care au început să se îndepărteze încet unul de celălalt.* Divizarea cometei 1882 II s-a produs deci efectiv sub ochii astronomilor și sub controlul instrumentelor lor de observație și măsurătoare.

Astfel mișcarea nongeodetică în spațiul gravitațional circumsolar a putut fi constatată direct și la scară mare ca un fenomen fizic real, perfect măsurabil.

S-au putut calcula orbitele celor două fragmente ale cometei și s-au găsit orbite eliptice cu perioade de aproximativ 600 respectiv 900 de ani.

Să interpretăm această mișcare insolită conform gravitovortexului. Dacă considerăm divizarea cometei în momentul în care se află la distanța dată a de Soare, din expresia perioadei putem scrie

$$T^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{GM} = \frac{\text{const}}{G}, \tag{10.102}$$

unde

$$\text{const} = \frac{4\pi^2 a^3}{M}, \tag{10.103}$$

iar M este masa Soarelui. Dacă cele două componente rezultate din divizare au respectiv perioadele T_1 și T_2, perioada T a cometei înainte de divizare a fost

$$T^2 = \frac{T_1^2 + T_2^2}{2}. \tag{10.104}$$

Într-adevăr, înlocuind valorile $T_1 \sim 600$ ani și $T_2 \sim 900$ ani în (10.104) rezultă

$$T^2 = \frac{(600)^2 + (900)^2}{2} \sim (760{,}9)^2. \tag{10.105}$$

Ținînd cont de (10.102), deducem din (10.104)

$$T^2 = \frac{1}{2} T_1^2 + \frac{1}{2} T_2^2 = \frac{\text{const}}{2G_1} + \frac{\text{const}}{2G_2} = \frac{\text{const}}{2} \frac{G_1 + G_2}{G_1 G_2}, \tag{10.106}$$

de unde

$$T^2 = \frac{\text{const}}{G} = \frac{\text{const}}{2\dfrac{G_1 G_2}{G_1 + G_2}}. \tag{10.107}$$

Rezultă deci că valoarea G a „constantei" gravitaționale a cometei nedezintegrate este

$$G = 2\frac{G_1 G_2}{G_1 + G_2}. \tag{10.108}$$

Demonstrația se poate face și invers, adică calculînd mai întîi expresia lui G rezultant (10.108) pentru un corp eterogen cu i componente din relația $Gr\rho' =$ = const și apoi calculînd perioada T conform cu (10.104).

Divizarea cometei 1882 II nu reprezintă un caz singular, asemenea divizări sînt foarte frecvente, am putea spune *tipice*, în sistemul nostru solar. Cel mai vechi exemplu cunoscut de astfel de divizări îl oferă cometa din anul 371 î.e.n., descrisă de istoricul Ephorus din Cyme; faptul ne-a fost păstrat de Seneca, care-l clasifică pe Ephorus printre cronicarii lipsiți de scrupule, ce nu ezită să inventeze falsuri și povestiri neverosimile. Alte exemple sînt cometele 1846 (Biela), 1889 V, 1889 I, 1906 IV, 1915 II, 1916 I, 1947 XII etc. Cea mai recentă înregistrare de acest fel s-a produs în anul 1977.

Cometa 1846, a cărei evoluție spectaculară a făcut senzație, a fost descoperită totuși la 27 februarie 1826 de către Wilhelm von Biela, căpitan de origine cehă, din armata austriacă. Ea a putut fi observată permanent circa 12 săptămîni, stabilindu-i-se destul de exact parametrii orbitali și perioada mișcării: șase ani și nouă luni. Cometa a fost punctuală la revenirile din 1832 și 1839, cu care ocazii au fost făcute noi observații asupra mișcării sale.

La reîntoarcerea de la începutul anului 1846 ea a apărut însă însoțită de o pată luminoasă separată, care s-a dezvoltat apoi într-o a doua cometă (fig. 89). *Componenta primară, care* — după cum remarcă R. G. Marsden [136] — *era mult mai masivă decît cea secundară, se situa la sud-est de aceasta și a trecut la periheliu cu 0,08 zile mai devreme.* În 1852 cometa Biela și-a făcut din nou o apariție punctuală, dar *cele două fragmente ale sale erau separate printr-o distanță cu mult mai mare decît cu 6 ani înainte, componenta primară a trecut la periheliu cu 0,68 zile mai devreme decît componenta secundară.*

Ar putea fi oare imaginat un concurs de împrejurări naturale mai favorabil decît acesta pentru a se observa *de visu* că mișcarea reală în spațiul gravitațional al Soarelui este efectiv o mișcare diferențiată? *Evoluția observată a cometei Biela nu este altceva decît derularea cu încetinitorul a filmului diferențierii mișcării sub influența unui G depinzînd de natura substanței,* așa cum preconizează gravitovortexul. Dealtfel acest film extraordinar nu s-a terminat cu episodul din 1852 și a avut un final de-a dreptul senzațional.

Reîntoarcerea din 1859 a cometei Biela nu a fost favorabilă pentru observații, dar cea următoare, din 1866, ar fi trebuit să fie favorabilă și s-au făcut multe pregătiri pentru a o întîmpina, dar, deși toate observatoarele

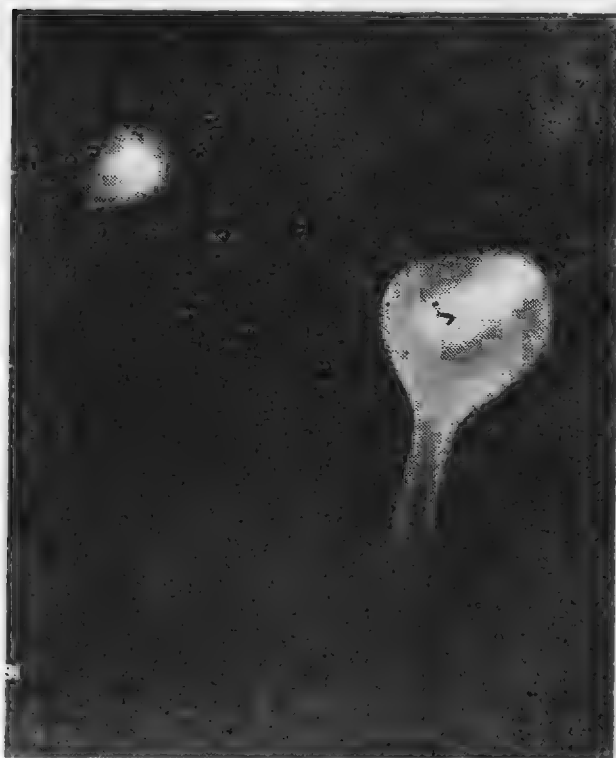


Fig. 89. Divizarea cometei Biela și diferențierea mișcării celor două fragmente, fenomene produse efectiv sub ochii astronomilor, au fost unele dintre numeroasele cazuri care au demonstrat *de visu* faptul că mișcarea gravitațională în spațiul circumsolar nu este independentă de „natura" substanței, așa cum postulează teoriile actuale ale gravitației.



și-au îndreptat spre cer instrumentele lor, nimeni n-a mai găsit-o; cometa Biela a dispărut pur și simplu. H. I. d'Arrest și E. Weiss au demonstrat însă că roiul de „stele căzătoare“, provenind aparent din constelația Andromeda. se mișcă aproximativ pe orbita cometei recent dispărute, ceea ce ar indica faptul că *această cometă s-a dezagregat complet, dînd naștere acestui roi de meteoriți.*

E. Weiss a calculat apoi că Pămîntul va trece foarte aproape de orbita fostei comete în noiembrie 1872 și oamenii au așteptat cu emoție și curiozitate acest eveniment. *Într-adevăr în această lună a anului 1872, ziua 27, fragmentele cometei Biela au apărut atunci ca un roi de stele căzătoare de o amploare și intensitate cum nu s-a mai văzut decît arareori pe Pămînt* (fig. 90). La Moncalieri, în Italia, patru observatori au numărat 33 400 stele căzătoare în 6 ore și jumătate; la Göttingen, în Germania, au fost numărate 7 651 de stele căzătoare în mai puțin de trei ore. Într-adevăr, un final senzațional!

Cometa Biela nu a fost singura care s-a distrus sub privirile lumii astronomice. Cometa lui Taylor s-a împărțit în două în 1916 și nu a mai fost văzută după aceea. Cometa 1926 III (a lui Ensor) a devenit subit difuză, pe cînd se apropia de periheliu la numai o treime de unitate astronomică de Soare, a slăbit și a dispărut. Cometa Westphal a făcut același lucru în 1913, deși periheliul ei se află dincolo de orbita Pămîntului, la 1,25 ua. Sînt foarte multe asemenea cazuri observate de dezintegrări cometare.

Procesul de dezintegrare al cometelor nu este brusc, ci permanent și continuu. Rezultatul acestui proces poate fi, așa cum a fost în cazul cometei Biela, apariția aglomerărilor de meteoriți, a roiurilor de stele căzătoare, *Andromedidele.* Mai tîrziu au fost stabilite și alte asocieri de acest fel: *Liridele* (de la constelația Lira) au fost asociate cometei 1861 I, *Leonidele* (de la constelația Leo) au fost asociate cu cometa 1866 I. Cometa lui Halley a produs și ea deja două roiuri: *Eta Aquaridele,* care apar în mai, și *Orionidele,* care apar în octombrie. Recent F. Whipple a identificat meteorii din roiul *Tauridelor* ca fiind produși de cometa Encke, cometă care încă nu s-a dezintegrat

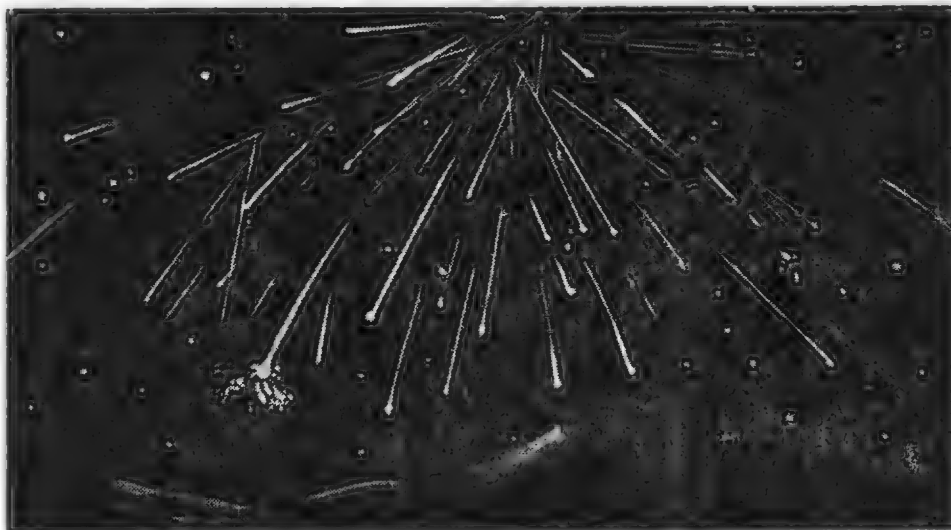


Fig. 90. Ploaie de stele căzătoare la 27.11. 1872. Această ploaie de stele a coincis cu întîlnirea de către Pămînt a unuia dintre fragmentele dezintegrate ale cometei Biela. Împrăștierea relativ rapidă a fragmentelor meteoritice se face sub influența *atracției gravitaționale diferențiate.*

definitiv și continuă, așa cum am văzut, să dea multă bătaie de cap astronomilor.

În tabelul 29 se dă lista altor curenți meteorici produși prin dezintegrarea unor comete cunoscute. În prima coloană este trecut numele curentului (după numele constelației din care vin, aparent, „stelele căzătoare“); în coloana a doua poziția radiantului (a punctului de pe cer din care, aparent, ies meteorii); în coloana a treia epoca (data în jurul căreia se observă maximul frecvenței meteorilor respectivi); în coloana a patra anul în care s-a observat mai întîi fenomenul; în coloana a cincea numele cometei care a generat curentul și în coloana a șasea observații privind intensitatea fenomenului.

Tabelul 29

Numele	Radiant α δ	Epoca	Anul	Cometa	Observații
Andromedide	23° + 43°	27.XI	1872	Biela	f. intens
Andromedide	23° + 43°	27.XI	1885	Biela	f. intens
Draconide (iunie)	211° + 60°	28.VI	1894	Winnecke	potrivit
Draconide (octombrie)	262° + 52°	9.X	1933	Giacobini-Zinner	f. intens
Draconide (octombrie)	262° + 52°	10.X	1946	Giacobini-Zinner	f. intens
Aurigide	84° + 42°	31.VIII	1935	1911 II	slab
Corvide	192° − 19°	26.VI	1937	Tempel-Swift	slab
Ursa minoride	233° + 83°	22.XII	1945	Tuttle	potrivit

Corpurile meteoritice sînt fragmente mai mici de materie solidă care circulă în jurul Soarelui pe orbite foarte diferite. Fiind prea mici aceste corpuri nu pot fi observate în timpul mișcării lor prin spații, dar în mișcarea lor unele se pot întîlni cu Pămîntul. Intrînd în atmosfera terestră cu viteze mari, meteorii se încălzesc prin frecare pînă la incandescență. Cei mai mici ard total în atmosferă producînd cunoscutul fenomen de „stele căzătoare“, dar cei mari (bolizii) se topesc numai la suprafață, căpătînd o crustă caracteristică și ajung la sol spărgîndu-se de cele mai multe ori în fragmente mai mici. S-a observat de multă vreme că, în anumite perioade ale anului, frecvența meteorilor (stelelor căzătoare) crește mult și s-a dedus de aici că acestea se mișcă de multe ori în „roiuri meteorice“, avînd orbite bine definite care se pot întretăia uneori cu orbita terestră.

Primul care a formulat ipoteza provenienței cometare a meteoriților a fost D. Kirkwood (1861). Mai tîrziu, *G. Schiapparelli (1871) și apoi L. Picart (1892) au arătat că răspîndirea fragmentelor și particulelor rezultate din nucleul unei comete, de-a lungul orbitei cometei, nu se poate produce decît printr-o atracție diferențiată a Soarelui asupra roiului de fragmente și particule.* Acesta este desigur răspunsul problemei, dar el contrazice în mod flagrant înseși fundamentele teoriilor actuale ale gravitației, care interzic împrăștierea roiului cometar, conform ipotezei mișcării geodetice. După cum se vede, astronomii sînt adesea oameni curajoși și fără prejudecăți și aceasta deoarece ei sînt obligați să explice nu atît ceea ce își imaginează, cît, mai ales, ceea ce văd.

Distribuția particulelor unui curent meteoric de-a lungul orbitei mamă nu este uniformă și se observă din loc în loc acumulări mai mari de particule. Așa se explică de ce atunci cînd Pămîntul traversează orbita unui curent,

se observă uneori „ploi de stele căzătoare“ mai intense, iar alteori mai slabe. Se admite că *repartiția particulelor în lungul orbitei mamă este cu atît mai uniformă, cu cît curentul considerat este mai vechi și pe această bază se încearcă chiar deducerea „vîrstei“ curentului.*

În privința lărgimii curenților meteorici mari se admite că ea este proporțională cu durata activității radiantului respectiv. Astfel, activitatea radiantului *Perseidelor* (curent provenit din cometa 1862 III) a putut fi observată de Hoffmeister între 20.VII și 19.VIII 1948. De aici s-a putut conchide că *lărgimea curentului a fost de circa 0,5 ua = 75 000 000 km*, distribuția particulelor în lungul curentului fiind aproape uniformă. După E. Ahnert-Rohlfs vîrsta acestui curent ar putea fi evaluată la 80 000 de ani. Iată deci ce poate face mișcarea diferențiată din micuțul nucleu al unei comete, într-un asemenea interval de timp relativ scurt.

Din frecvența orară a meteorilor se mai poate evalua și *densitatea spațială* a curentului, adică distanța medie dintre particulele sale. Există curenți foarte denși (*Leonide*, observat în 1833) unde s-au obținut distanțe medii între particule de 15—30 km, dar există și curenți în care aceste distanțe sînt de ordinul a 1 000—2 000 km sau mai mult. Se înțelege că în evoluția fragmentelor meteoritice sub influența mișcării diferențiate vine un moment în care lărgimea curentului meteoritic și distanțele dintre particule capătă valori atît de mari încît curentul însuși își pierde individualitatea și difuzează în masa microparticulelor care se mișcă aparent haotic în spațiul circumstelar. Aparatele radioastronomice înregistrează practic în orice moment apariția de meteoriți „vagabonzi“ în atmosfera terestră.

Procesul de dezintegrare a cometelor, pe care l-am putut urmări numai în linii foarte generale în cele de mai sus, permite — ca și multe alte procese fizice reale, dintre care despre unele am discutat deja pe larg — revelarea directă și la scară mare a fenomenului mișcării diferențiate, nongeodetice, caracteristic după cum se vede cîmpului gravitațional solar. Fără considerarea expresă a acestui fenomen real și a consecințelor sale, indiferent cît de dramatică ar fi reevaluarea fundamentelor teoriei actuale a gravitației pe care acestea o impun, nu vom putea înțelege „detaliile“ structurii reale a acestui cîmp și, pînă la urmă, a oricărui alt cîmp gravitațional. Or, tocmai această „structură fină“ este cea care guvernează nu numai mișcarea micrometeoriților, dar și a navelor spațiale și a planetelor înseși.

Intensitatea observată a cîmpului gravitațional în orice punct al spațiului gravitațional circumsolar nu este g (10.35), așa cum presupune teoria actuală a gravitației, ci se înscrie într-o mare varietate de valori, care merg de la valoarea zero pînă la valori care depășesc de sute de ori valoarea clasică g! În foarte multe cazuri asemenea valori extraordinare apar ca *accelerații repulsive!* Se poate oare imagina un divorț mai complet între o teorie fundamentală unanim acceptată și realitatea omniprezentă observabilă în condițiile de precizie atinse în prezent?

Să urmărim, în cîteva cuvinte, mișcarea celei mai spectaculoase componente a unei comete, coada sa, care se formează atunci cînd cometa se apropie de Soare și care este îndreptată, în general, în direcție opusă Soarelui. Dată fiind această dispunere a sa, încă de pe vremea lui Kepler și pînă în zilele noastre astronomii cred că ea se datorește unei *repulsii exercitată de Soare și s-au inventat fel de fel de mecanisme specifice (bineînțeles din afara teoriei gravitației) care să furnizeze o astfel de forță repulsivă opusă atracției gravitaționale.*

F. W. Bessel a formulat primul mecanism specific coerent al acestui fenomen plecînd de la următoarele premise: 1) cozile cometare sînt formate din particule izolate (microparticule sau molecule de gaz); 2) *aceste particule se mişcă sub acţiunea a două forţe distincte emanînd din Soare: forţa de atracţie gravifică şi o forţă de repulsie (nespecificată), ambele invers proporţionale cu pătratul distanţei dintre particulă şi centrul Soarelui.* Iată deci cum binecunoscutul spaţiu gravitaţional circumsolar, despre ale cărei virtuţi relativiste teoreticienii în ale gravitaţiei mai poartă încă savante şi subtile discuţii, este *volens-nolens* înlocuit de către astronomi cu un spaţiu mult mai complex, iar teoria gravitaţiei, care ar trebui să guverneze mişcarea corpurilor cereşti, din interpretarea căreia s-a şi născut, este împinsă practic pe un plan cu totul secundar, deoarece, aşa cum vom vedea imediat, acceleraţiile repulsive sînt de regulă cu mult mai mari decît cele gravifice.

Valoarea acceleraţiei produse de forţa gravitaţională la distanţa de 1 ua este $K^2 = 0{,}0002959$, unitatea de timp fiind ziua solară medie. În sistemul C.G.S., la distanţa de 1 ua de Soare, această acceleraţie este $K^2 = 0{,}5927\ \mathrm{cm/s^2}$; la distanţa r de Soare, acceleraţia gravifică este egală cu K^2/r^2. Dacă repulsia este de R_p ori mai mare decît atracţia, atunci valoarea acceleraţiei repulsive este egală evident cu K^2R_p/r^2. Cele două acceleraţii, de atracţie şi de repulsie, sînt îndreptate în aceeaşi direcţie, dar în sensuri contrare şi deci rezultanta lor va fi egală în diferenţa lor, adică

$$\frac{K^2R_p}{r^2} - \frac{K^2}{r^2} = \frac{K^2\mu}{r^2}, \tag{10.109}$$

unde $\mu = R_p - 1$.

Se vede că μ este „acceleraţia efectivă" imprimată de Soare, adică acceleraţia cu care se mişcă o particulă respinsă cu acceleraţia $1 + \mu$ şi atrasă cu o acceleraţie egală cu unitatea. Acceleraţia efectivă poate fi pozitivă, cînd $R_p > 1$ (adică particula este efectiv respinsă de Soare) şi negativă, cînd $R_p < 1$ (adică particula se mişcă sub acţiunea atracţiei solare, micşorată însă în raport cu calculul newtonian). Dacă mişcarea particulei este studiată în sistemul astronomic de unităţi, atunci acceleraţia sa efectivă la distanţa r de Soare va fi egală cu $K^2\mu/r^2$.

Particulele care formează capul şi coada cometei rezultă din fragmentarea nucleului; ele provin din acest nucleu. Mişcarea lor în spaţiul circumsolar poate fi studiată mai uşor urmărind tocmai mişcarea lor în raport cu nucleul cometei. Cum nucleul este partea masivă a cometei, el va fi atras — conform gravitovortexului — cel mai puternic de către Soare şi mişcarea particulelor rezultate din dezintegrarea sa va apărea ca o mişcare repulsivă în raport cu nucleul. Din (10.47) putem deduce acceleraţia „repulsivă" cu care particulele se mişcă în raport cu nucleul

$$\frac{K^2R_p}{r^2} = \frac{K^2}{r^2}(1 + \mu). \tag{10.110}$$

Considerînd forţa repulsivă ca o forţă reală, Bessel capătă astfel posibilitatea ca în locul acceleraţiei prescrisă de teoria actuală a gravitaţiei, $K^2/r^2 = 1$, dar flagrant contrazisă de observaţie (în acest caz nu s-ar putea înţelege nu numai dezintegrarea nucleului, dar nici măcar formarea cozii cometei), să poată utiliza acceleraţia $1 + \mu$, care poate lua teoretic orice valoare, forţa repulsivă fiind cvasiarbitrară.



Modelul lui Bessel a fost dezvoltat de astronomul rus F. A. Bredihin şi aplicat la teoria cozilor cometare. El a identificat în mod expres forţa repulsivă a lui Bessel cu o *forţă electrostatică*, adică a atribuit *ad-hoc o sarcină electrică Soarelui şi sarcini electrice tuturor particulelor cometare*. Se ştie din teoria electricităţii că o particulă acţionată de o forţă „centrală repulsivă" se mişcă pe o traiectorie hiperbolică şi anume pe ramura hiperbolei care este îndreptată cu convexitatea spre centrul de forţă.

Să admitem, spune Bredihin, că o cometă se mişcă pe orbita parabolică AB (fig. 91), Soarele aflîndu-se în focarul S al parabolei. Cînd nucleul cometei se află în punctul C_1 al orbitei, din el pleacă o particulă care, sub acţiunea repulsiei solare, s-a îndepărtat de nucleu pe ramura hiperbolei C_1a_1. Cunoscînd acceleraţia efectivă în punctul C_1 se poate calcula orbita hiperbolică a particulei. Cînd nucleul traversa punctul C_1 al parabolei, din el a plecat o altă particulă, mişcîndu-se apoi pe orbita hiperbolică C_2a_2 etc.

Unde se vor găsi toate aceste particule atunci cînd nucleul cometei va ocupa punctul C? Prima particulă, care a plecat înaintea celorlalte, va ajunge cel mai departe şi se va găsi în punctul a_1; particula a doua va străbate, pe hiperbola sa, un drum mai scurt şi va ajunge în a_2 etc. Dacă din nucleul cometei particulele pleacă în mod continuu, ele se vor aşeza pe curba $a_1, a_2, a_3, \ldots$ $\ldots, a_n$. Dacă acceleraţia efectivă este tot timpul de $(1 + \mu)$ ori mai mare decît acceleraţia atracţiei newtoniene, adică dacă particulele au toate aceeaşi sarcină electrică şi dacă pleacă din nucleu cu aceeaşi viteză iniţială, atunci curba $a_1, a_2, a_3, \ldots, a_n$ poartă numele de *sindinamă*.

Observaţia arată că majoritatea cometelor au cozi de forme sindinamice care, aşa cum se vede din figura 91, sînt dirijate în sens antisolar, fiind uşor curbate în direcţia opusă mişcării cometei.

Se poate însă întîmpla şi altfel. Din nucleul aflat în punctul C_1 al traiectoriei sale (fig. 92) pleacă un nor de particule solide de mase inegale, deci supuse la acceleraţii repulsive *inegale*. Observaţia arată că acceleraţiile pot lua toate valorile cuprinse între $1 + \mu = 2{,}5$ şi $1 + \mu = 0{,}6$. Particulele cu $1 + \mu =$ $= 2{,}5$ vor pleca pe orbita hiperbolică C_1a_2, alte particule cu acceleraţie mai mică se vor mişca pe o altă orbită, C_1a_2, în sfîrşit, particulele cu $1 + \mu = 0{,}6$ se vor mişca pe hiperbola C_1a_n. Cînd nucleul va ajunge în punctul C, întregul nor se va întinde după o bandă rectilinie transversală faţă de coadă şi îndreptată spre nucleu, numită *sincronă*. Din aceste benzi sincrone (formate din roiuri

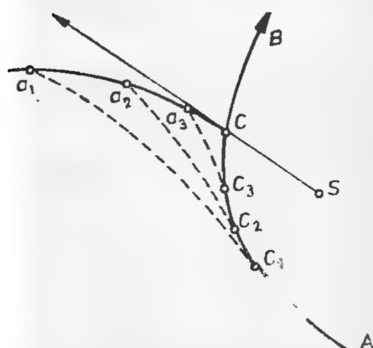


Fig. 91. Explicaţia actuală a formării cozilor cometare, ca rezultat al mişcării particulelor respinse de Soare: formarea sindinamelor şi ...

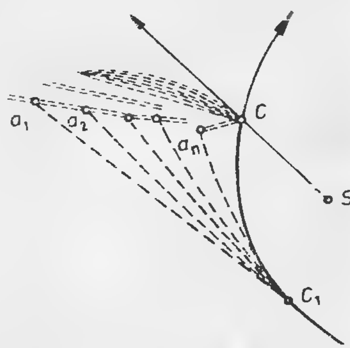


Fig. 92. ... formarea sincronelor.

de particule plecate din nucleu în același timp) sînt formate cozile cometelor alcătuite mai ales din mici fragmente solide.

Dacă se ia valoarea limită a accelerației repulsive, $1 + \mu = 0{,}6$, atunci rezultă $\mu = -0{,}4$. Semnul (—) arată că rezultanta forțelor repulsivă și atractivă este îndreptată spre Soare, adică particula se va mișca spre Soare, fiind atrasă cam de două ori mai slab decît în cazul în care n-ar exista nici o repulsie. Aceste particule formează cozi *anomale* îndreptate spre Soare (fig. 74).

Din desenele sau fotografiile cozilor cometare se poate determina valoarea accelerației forței repulsive solare acționînd asupra particulelor care se mișcă în coada cometei. Se procedează în modul următor: se ia apriori o valoare oarecare a lui $(1 + \mu)$ și, cunoscînd orbita cometei, se calculează sindinama corespunzătoare și se suprapune peste desen sau fotografie. Dacă linia mediană a cozii nu coincide cu sindinama trasată, se schimbă valoarea lui $(1 + \mu)$ și se construiește o altă sindinamă, pînă se obține coincidența căutată.

Prin această metodă Bredihin a studiat cîteva zeci de cozi cometare. El a ajuns la concluzia că există trei tipuri de cozi care se deosebesc între ele prin valoarea medie a accelerației în raport cu nucleul $(1 + \mu)$, *accelerație care depinde de structura fizică a particulelor* care se mișcă în coadă:

— Tipul I cuprinde cozile pentru care $1 + \mu = 12$. Sînt cozi gazoase aproape rectilinii, dispuse în prelungirea razei vectoare a cometei, curbîndu-se ușor în sens opus mișcării cometei.

— Tipul II cuprinde cozile pentru care $1 + \mu \sim 1$; ele sînt alcătuite din pulberi solide și se curbează mult în direcția opusă mișcării, prezentînd spre extremități sincrone rectilinii.

— Tipul III cuprinde cozile pentru care $1 + \mu \sim 0{,}2$; ele sînt alcătuite din fragmente solide, sînt și mai mult curbate, fiind brăzdate de numeroase sincrone.

Metoda lui Bredihin este în vigoare și în prezent, dar forța sa electrică repulsivă a fost abandonată, fiind înlocuită cu alte forțe repulsive, mai întîi cu presiunea exercitată asupra particulelor de către lumina radiată de Soare și în ultimul timp și cu presiunea exercitată de „vîntul solar" radiat tot de Soare. Din calcule și din experiența de laborator a rezultat însă că asemenea presiuni pot conferi, unei particule solide mici, accelerații maxime de 0,5, adică de multe ori mai mici decît accelerațiile $1 + \mu$ realmente observate în cozile cometare. Pentru aceasta și pentru multe alte motive astronomii consideră că nu există încă o teorie satisfăcătoare a cozilor cometare. Dealtfel ar fi greu de înțeles cum ar putea exista o astfel de teorie atîta timp cît mișcarea însăși a cometelor nu este coerent explicată.

Marea problemă a specialiștilor în acest domeniu se reduce, la urma urmei, la încercarea de a explica (bineînțeles prin metode negravitaționale) această mișcare. Însăși structura fizică a cometelor este astfel concepută încît ea să susțină și să explice mișcarea cometei. Conglomeratul de gheață al lui Whipple, cvasiunanim acceptat, este alcătuit din fragmente de materie solidă legate între ele prin înghețarea gazelor, tocmai pentru ca pe măsura apropierii de Soare această gheață să se topească sub influența căldurii solare, iar diversele particule solide eliberate astfel să fie împrăștiate în spații de presiunea luminii și a „vîntului solar" pentru a forma coada cometei. R.A. Littleton a arătat însă, așa cum am văzut, că sînt multe comete al căror periheliu rămîne mult dincolo de orbita lui Marte, unde influența căldurii și a presiunii luminii solare este practic neglijabilă și cu toate acestea ele dezvoltă o coadă atît de mare încît poate fi văzută cu ochiul liber, în timp ce altele se mișcă în interiorul orbitei lui Mercur și nu prezintă practic nici un fel de coadă. Prin urmare,

„mecanismele specifice" actuale nu pot interpreta nici cantitativ și nici calitativ mișcarea cozilor cometare.

Această mișcare este însă ușor de înțeles conform gravitovortexului. Dacă un conglomerat cometar este format din particule de aceeași natură, el își poate păstra mișcarea coerentă indiferent că aceste particule sînt legate între ele mecanic sau sînt independente. În ultimul caz fenomenul de expansiune-contracție va fi ușor observabil deoarece mișcarea se va face cu $\varkappa = 1$ (mișcare newtoniană), dar ceea ce va atrage în mod deosebit atenția va fi lipsa aproape completă a cozii. Într-adevăr *coada se formează — în interpretarea noastră — în măsură determinantă sub influența mișcării diferențiate*, care nu acționează în acest caz deoarece particulele materiale sînt presupuse a avea aceeași „natură". Presiunea luminii și vîntului solar a căror acțiune nu poate fi evident exclusă se dovedește practic în acest caz a fi mult prea slabă pentru a determina formarea unei cozi, cît de cît importante.

Cazul descris mai sus a putut fi observat în mișcarea mai multor comete, printre care cometa 1892 III descoperită la 6 noiembrie 1892 de Holmes după ce aceasta trecuse la periheliu la 13 iunie 1892 (fig. 93). În momentul descoperirii era vizibilă cu ochiul liber (magnitudinea $4-5^m$) și apărea ca *o nebuloasă rotundă cu un diametru de 5', ceva mai luminoasă spre centru, dar fără nucleu și fără coadă. Pe măsura îndepărtării de Soare strălucirea cometei scădea repede, iar diametrul său creștea de o manieră impresionantă.* La 5 decembrie, în timp ce cometa era la 1,789 ua, diametrul capului său ajunsese la 42', ceea ce înseamnă că el măsura $3{,}3 \cdot 10^{11}$ cm, adică era de 2,35 ori mai mare decît diametrul Soarelui! La 16 ianuarie 1893 diametrul ajunsese la 47', apoi el a crescut în continuare, iar strălucirea cometei a scăzut atît de mult încît ea nu a mai putut fi observată.

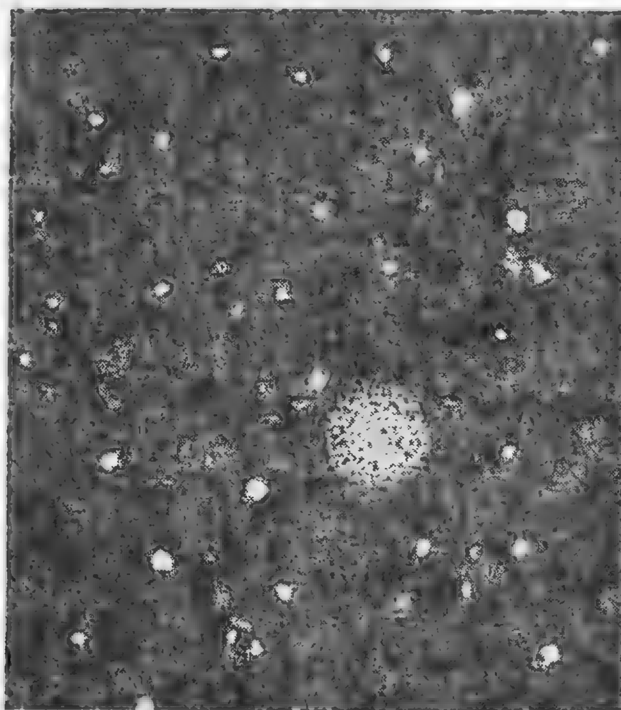


Fig. 93. Cometa 1892 III a fost practic o cometă fără coadă.

Evoluția acestei comete a pus în evidență într-o manieră impresionantă fenomenul mișcării cu expansiune-contracție, dar și faptul că presiunea luminii și vîntului solar omniprezentă în spațiul interplanetar nu a putut determina nici măcar apariția unei cozi rudimentare. Orbita cometei a avut următorii parametri: $i = 20°48'$, $a = 3{,}615$ ua, $e = 0{,}4113$, $q = 2{,}128$ ua.

Dacă însă conglomeratul cometar prezintă particule de „naturi“ foarte diferite, atunci intră în acțiune mișcarea diferențiată a gravitovortexului, cu G depinzînd de natura fiecărei particule în parte; *diversele particule vor fi atrase diferit de Soare și cometa suferă un proces lent de dezintegrare care poate fi urmărit în general prin apariția cozii.* Sub influența căldurii solare care la o anumită distanță heliocentrică devine importantă, acest proces de dezintegrare poate fi intensificat prin evaporarea gazelor înghețate, care leagă mecanic între ele diverse particule solide, permițînd astfel acestora să se miște liber.

Ca urmare a atracției solare diferențiate, $F = K/r^n$, unde n ia întreaga gamă de valori $2 \leqslant n \leqslant 3$ corespunzătoare variației indicelui politropic al mișcării $1 \leqslant \varkappa \leqslant \infty$, diversele particule se înscriu pe traiectorii diferite, cel mai puternic atras fiind evident nucleul cometei, care capătă o mișcare de tip asteroidic (fig. 94, *a*) și accelerația cea mai mare. Accelerația particulelor care se mișcă cu $\varkappa = 1$ ($n = 2$), adică a acelor particule care au cele mai mari posibilități de expansiune-contracție (evident acestea vor fi gaze), este tocmai accelerația newtoniană care va avea valoarea minimă. Între aceste valori limită ale accelerației îndreptată spre Soare se înscriu progresiv valorile accelerațiilor celorlalte particule care rezultă din dezintegrarea progresivă a cometei.

In acest fel iau naștere — după părerea noastră — cozile cometare (fig. 94,*b*). Ele sînt îndreptate permanent în sens antisolar deoarece nucleul este cel care

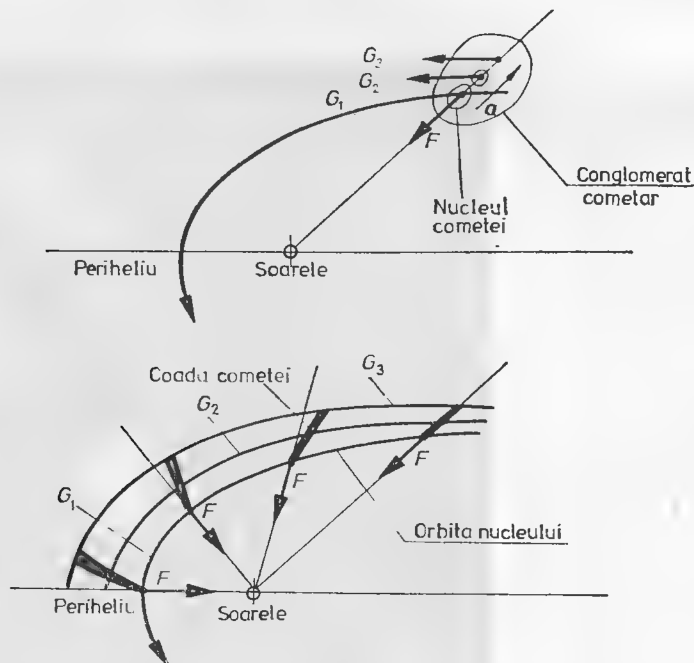


Fig. 94. Formarea cozilor cometare, conform gravitovortexului, este un efect direct al *atracției diferențiate* a Soarelui, adică un efect specific al mișcării cu G depinzînd de „natura“ substanței (*a* reprezintă accelerația „repulsivă“ a particulelor cometare în raport cu nucleul).

suferă accelerația maximă și sînt curbate în direcție opusă mișcării deoarece perioada mișcării circumsolare a diverselor particule crește de la nucleu către extremitatea cozii; toate tipurile de cozi observate pot fi explicate în același mod, adică fără a face apel nici la respingerea electrostatică presupusă de Bessel și Bredihin, nici la presiunea luminii presupusă de Maxwell și Lebedev și nici la presiunea vîntului solar considerată în ultimii ani. Aceste presiuni sînt prea slabe pentru a determina formarea cozilor cometare; în ansamblu ele pot explica numai anumite particularități ale mișcării acestor cozi.

În figura 95 este prezentată, după un desen de Hartwig, cunoscuta cometă 1882 II, care a suferit, după cum știm, un șir de spectaculare divizări ce au dat naștere mai multor comete diferite: aceasta dovedește că enorma cometă a fost alcătuită dintr-un conglomerat de corpuri avînd structuri foarte diferite, care s-au separat sub influența mișcării diferențiate. Același lucru este dovedit și de aspectul cozii care arată o mare împrăștiere a particulelor rezultate din dezagregarea nucleului. Coada principală a cometei a avut o lungime de cel puțin 6 ua $\sim$ 900 000 000 km; a fost cea mai lungă dintre cozile cometare observate. De pe Pămînt capul cometei se vedea (fig. 95) pe fondul părților finale ale cozii.

Datorită atracției centrale diferențiate, exercitată de Soare, apare deci procesul de dezagregare al nucleului cometei, diversele particule rezultate



Fig. 95. Cometa 1882 II a prezentat o coadă (de tipul II) cu o lungime uriașă, de 900 000 000 km, adică de șase ori mai mare decît distanța de la Pămînt la Soare.

astfel înscriindu-se pe *orbite circumsolare diferite*, după structura lor. *Dacă observăm mişcarea particulelor în raport cu nucleul care suferă acceleraţia centrală maximă, vom constata că ele se îndepărtează de acesta în sens antisolar, ca şi cînd ar fi acţionate de o forţă repulsivă exercitată de nucleu şi Soare* (fig. 94). Acceleraţia observată $1 + \mu$ a diverselor particule poate avea valori extrem de diferite, ca de exemplu toate valorile $0,6 \leqslant 1 + \mu \leqslant 2,5$, sau toate valorile $0,5 < 1 + \mu < 4,6$ (cometa Halley), sau $1 + \mu = 12$ în cazul cozilor de tipul I. Acceleraţii „repulsive" observate în proporţie de masă în mişcarea corpurilor în sistemul nostru solar, care întrec deci de 12 ori valoarea acceleraţiei atractive centrale permisă de teoriile actuale ale gravitaţiei! Şi teoreticienii în ale gravitaţiei tac, lăsînd pe seama presiunii luminii, care nu poate produce acceleraţii $1 + \mu > 0,5$, să explice ceea ce nu poate explica?

Dar astfel de acceleraţii „repulsive" nu sînt numai de 12 ori, ci şi de sute de ori mai mari decît acceleraţia gravitaţională „permisă de teoriile actuale într-un anumit punct al spaţiului circumsolar. De multe ori se observă cum din nucleul cometei pleacă roiuri întregi de particule, toate „respinse" de Soare cu o aceeaşi forţă". Aceste roiuri se mişcă de-a lungul cozii ca un tot, dilatîndu-se uşor şi slăbind în strălucire spre extremitatea cozii. Asemenea roiuri sau „nodozităţi" luminoase pot fi urmărite (mai ales pe fotografii) cu o precizie foarte mare şi, prin urmare, se poate determina exact atît traiectoria lor în raport cu nucleul, cît şi valoarea $(1 + \mu)$ a acceleraţiei „repulsive". În tabelul 30 sînt prezentate cîteva dintre valorile $(1 + \mu)$ determinate experimental în cazul mişcării unor nodozităţi observate în cozile cometare de tipul I (cozi alcătuite în special din molecule gazoase).

Tabelul 30

Cometa	Numărul observaţiilor	Valoarea $1 + \mu$	Multiplicitatea
1892 I	5	45,5	$(1 + \mu) : 2 = 22,8$
1899 I	5	22,5	$(1 + \mu) : 1 = 22,5$
1903 IV	6	86,8	$(1 + \mu) : 1 = 21,7$
1908 III	16	66,4	$(1 + \mu) : 3 = 22,1$
1908 III	16	87,8	$(1 + \mu) : 4 = 21,9$
1908 III	16	155,4	$(1 + \mu) : 7 = 22,2$
1908 III	9	160,4	$(1 + \mu) : 7 = 22,9$
1908 III	9	200	$(1 + \mu) : 9 = 22.2$
1910 I (Halley)	20	66,5	$(1 + \mu) : 3 = 22,2$
			Media: $n = 22,4$

Din analiza datelor prezentate în acest tabel, ca şi din altele similare, s-a tras concluzia că valorile acceleraţiilor „repulsive" din cozile de tipul I au întotdeauna forma

$$1 + \mu = 22,4n, \tag{10.111}$$

unde $n = 1, 2, 3, ..., 9$. Cea mai mare valoare observată este 200 ($200 : 9 = 22,2$), iar cea mai mică 22,5! Nodozităţile luminoase care se mişcau de-a lungul cozii cometei 1908 III erau alcătuite din molecule de CO.

Să încercăm să explicăm, conform gravitovortexului, provenienţa acestei valori constante, 22,4, care apare în acceleraţia „repulsivă" a tuturor nodozităţilor gazoase ce se mişcă în lungul cozilor cometare, valoare pe care diversele

mecanisme specifice inventate de astrofizicieni (Baade și Pauli — 1927, Unsold — 1929, Wurm — 1935, Poloskov — 1949) și bazate pe presiunea luminii (accesul teoriei gravitației în această „groapă cu lei" a accelerațiilor „repulsive" de valori uriașe este deocamdată absolut interzis) o adoptă fără explicație, ca pe un *fait accompli* al naturii.

Mişcarea gravitovortex este guvernată de ecuația $Gr\rho = \text{const}$, care, pentru o anumită particulă solidă, de densitate ρ_0 și volum v_0, făcînd parte din componența cometei aflată la distanța r de Soare, se poate scrie

$$G_0 r \rho_0 = \text{const}. \tag{10.112}$$

Dacă această substanță se evaporă sub influența încălzirii solare, densitatea sa va scade brusc devenind ρ_1, iar volumul său va crește brusc devenind v_1; mişcarea substanței evaporate va fi guvernată acum de relația

$$G_1 r \rho_1 = \text{const}. \tag{10.113}$$

Raportul mişcărilor (respectiv raportul accelerațiilor) înainte și după evaporare va fi

$$\frac{G_0}{G_1} = \frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{v_0}{v_1}, \tag{10.114}$$

deoarece $\rho = m/v$ unde m este masa particulei. Din (10.113) rezultă

$$\frac{v_0}{G_0} = \frac{v_1}{G_1} = \text{const}. \tag{10.115}$$

Fiind vorba de un proces de evaporare va trebui să evaluăm mărimile specifice în unitățile de măsură ale termodinamicii. După cum se știe, masa (sau greutatea moleculară) unei particule materiale este raportul dintre masa medie a unei molecule a particulei și masa unei molecule de hidrogen, sau 1/12 din masa izotopică a nuclidului ^{12}C. Dacă greutății moleculare, care este o mărime fără dimensiuni, i se atribuie dimensiunea kg, mărimea astfel rezultată se cheamă *kilomol* (kmol). Așadar, cînd se vor găsi la un loc atîtea kg dintr-o substanță cîte indică greutatea sa moleculară, vom avea acolo un kilomol de substanță.

Kilomolul este — după cum se știe — *o unitate de cantitate de substanță solidă sau gazoasă independentă de condiții* (presiune, temperatură), dar dependentă de natura substanței, respectiv de greutatea moleculară specifică substanței. El este însă în același timp și *o unitate de volum (pentru gaze) independentă de natura substanței, dar dependentă de condiții* (presiune, temperatură). Vom folosi această dublă calitate a kilomolului pentru a urmări evoluția materiei aceleiași particule cometare, considerate mai sus, atît înainte cît și după evaporare sub influența căldurii solare.

Dubla calitate a kilomolului este conferită de legea Avogadro-Ampère, conform căreia la temperaturi și presiuni egale, densitățile gazelor ρ_i (respectiv volumele v_i) sînt proporționale cu greutățile (sau masele) lor moleculare M_i

$$\frac{\rho_i}{M_i} = \text{const}, \tag{10.116}$$

sau

$$\frac{\frac{A_i}{v_i}}{M_i} = \text{const}, \tag{10.117}$$

unde

$$A_i = m_i g = m_i G_i \frac{M}{r^2} \tag{10.118}$$

reprezintă greutatea (gravifică) a cantității de substanță, m_i masa substanței, g accelerația gravitațională, M masa Soarelui și r distanta heliocentrică. Din (10.116) vom putea scrie că

$$\frac{M_i v_i}{A_i} = \text{const.} \tag{10.119}$$

Dacă considerăm, așa cum am convenit, evaporarea unui kmol de substanță, atunci masa acestui kmol de substanță M_i va fi egală cu masa (gravifică) m_i a substanței însăși, astfel încît din (10.118) putem obține

$$\frac{v_i}{G_i \frac{M}{r^2}} = \text{const} \tag{10.120}$$

și, întrucît procesul de evaporare are loc instantaneu la distanța r de Soare,

$$\frac{v_i}{G_i} = \text{const.} \tag{10.121}$$

Să observăm mai întîi că relația (10.121), rezultată din termodinamica procesului de evaporare, este absolut identică cu relația (10.114) rezultată din considerarea mișcării gravitovortex, ceea ce dovedește că cele două procese au — cel puțin — o bază matematică comună și coerentă.

Să observăm mai departe că produsul $M_i v_i = V$ reprezintă volumul unui kmol de substanță, care este, după cum știm, independent de natura substanței și, care în cazul gazelor ideale aflate în condiții fizice normale reprezintă o constantă fizică universală, $V = 22{,}413\ \text{m}^3 \cdot \text{kmol}^{-1}$. Din relația (10.121) avem

$$\frac{\frac{M_i}{22{,}413}}{G_i} = \text{const}, \tag{10.122}$$

sau

$$G_i = \frac{\text{const.}\ M_i}{22{,}413} = \frac{\text{const}}{22{,}413}. \tag{10.123}$$

Rezultă deci că *prin evaporarea particulei cometare solide atracția gravitațională asupra nodozității gazoase rezultate scade, independent de natura substanței, de cel puțin 22,413 ori. În aceste condiții nodozitățile gazoase se vor îndepărta aparent de nucleu (în realitate mediul solid se va îndepărta de nodozități, fiind cu mult mai puternic atras de Soare) cu accelerații „repulsive“ care vor fi întotdeauna multipli ai acestei constante universale 22,413,* valoare care concordă destul de exact cu cea observată, 22,4. Acest rezultat, care schițează în linii mari explicația gravitovortex a accelerațiilor spectaculare ale nodozităților cometare luminoase, implică consecințe termodinamice foarte interesante, pe care însă nu le vom putea dezvolta aici.

Încheiem aici sumara noastră incursiune în vastul domeniu al mişcării materiei în cosmos în general şi în cosmosul cel mai precis cunoscut de noi, sistemul nostru solar. Rezultatele pe care le-am obţinut astfel au arătat cu suficientă claritate faptul că această mişcare este cu mult mai complexă decît cea pe care teoria actuală a gravitaţiei o poate descrie: mişcarea gravitaţională clasică (newtoniană sau conform relativităţii generale) este practic numai unul dintre cazurile limită ale mişcării gravitaţionale reale, adică al mişcării cosmice observate. În afara acestui caz limită celelalte categorii de mişcări scapă în prezent de sub controlul teoriei actuale a gravitaţiei şi pentru explicarea lor astronomii şi fizicienii sînt obligaţi să inventeze — aşa cum am văzut — o mulţime de mecanisme specifice negravitaţionale, fără legătură între ele şi adesea arbitrare, pentru a „salva fenomenele“. Pe măsura creşterii preciziei de observaţie, numărul şi varietatea acestor mecanisme salvatoare au crescut şi este de presupus că în viitor vor creşte şi mai mult, dacă teoria gravitaţiei nu va putea face acel salt calitativ necesar, care să-i permită să explice ea însăşi, dintr-un punct de vedere unitar şi coerent, toate aspectele mişcării gravitaţionale observate.

Sperăm că cititorul nostru a înţeles corect sensul afirmaţiei pe care am făcut-o sau am sugerat-o pe parcursul lucrării noastre, cum că teoria actuală a gravitaţiei este cu mult mai puţin exactă decît se crede de obicei. Afirmaţia nu se referă la cazul limită al mişcării gravitaţionale pe care teoria actuală îl poate descrie corect, ci la multitudinea de cazuri ale mişcării gravitaţionale reale pe care teoria nu le poate explica. Teoria actuală prescrie un avans al periheliului lui Mercur de 43″/secol, o deflecţie a razelor de lumină care trec în vecinătatea discului solar de 1,74″ ş.a.m.d. şi admitem posibilitatea ca într-o zi să se dovedească experimental că asemenea efecte specifice teoriei sînt absolut exacte (în prezent diverse teorii relativiste prescriu, după cum ştim, valori diferite pentru mărimile sus-amintite). Asemenea confirmări experimentale specifice nu extind însă în nici un fel domeniul de valabilitate al teoriei actuale şi nu măresc cu nimic — în contextul în care discutăm aici — precizia cu care această teorie poate descrie mişcarea gravitaţională reală, deoarece *ele se referă la acelaşi caz clasic limită al mişcării gravitaţionale*, care nu reprezintă decît unul din multiplele cazuri posibile.

Precizia cu care o teorie fundamentală poate descrie fenomenele naturale nu este cea cu care ea poate explica unul sau altul dintre aceste fenomene, ci precizia cu care ea poate explica *totalitatea* fenomenelor pentru interpretarea cărora a fost creată. Or această precizie „globală“ a teoriei actuale a gravitaţiei este, aşa cum am văzut şi în cadrul capitolului de faţă, foarte scăzută, cu mult mai scăzută decît ar rezulta din interpretarea datelor experimentale asupra avansului de periheliu al lui Mercur, asupra deflecţiei relativiste a luminii sau a altor date experimentale privind alte efecte specifice sau premise fundamentale ale actualei teorii a gravitaţiei, aşa cum ar fi, de exemplu, experimentele de tipul Eötvös.

Eşecurile teoriei actuale a gravitaţiei în interpretarea mişcării gravitaţionale observate nu sînt şi nu pot fi întîmplătoare. Pentru acest motiv am dedicat o bună parte a lucrării noastre analizării de detaliu a fundamentelor pe care a fost edificată această teorie şi chiar a contextului istoric în care această edificare a avut loc şi care a influenţat-o profund. Cu această ocazie am putut constata că aceste fundamente sînt în fond foarte vechi, ele au împlinit respectabila vîrstă de circa 400 de ani şi că pentru a ajusta teoria gravitaţiei la exigenţele datelor de observaţie mereu mai precise, marii creatori ai teoriei au fost obligaţi să inventeze ei înşişi o serie de artificii matematice

care „pentru moment“ au salvat situația, dar care, în perspectivă istorică, au fost net depășite de rezultatele în cascadă ale tehnicii moderne de observație.

Din analiza exhaustivă a situației create în acest domeniu al fizicii noi am ajuns la concluzia că, pentru a putea perfecționa eficient teoria gravitației, trebuie perfecționat în primul rînd modelul fizic fundamental care a dat naștere acestei teorii, punîndu-l de acord cu noile date ale astronomiei de observație, în special din domeniul mișcării intragalactice, date care nu erau cunoscute în momentul cînd Einstein a creat relativitatea sa generală și, cu atît mai puțin, în momentul cînd Newton a creat teoria sa. Noul model fizic fundamental obținut astfel fiind un model real, dedus din observații directe, ne-a permis în modul cel mai natural cu putință să obținem o generalizare deplină a sistemelor de referință galileiene în care este valabilă teoria gravitației, adică ne-a permis să generalizăm această teorie într-o formă al cărui prototip fundamental îl constituie ceea ce am numit gravitovortex.

Am putut urmări în cele de pînă acum cîteva dintre efectele caracteristice, mai mult sau mai puțin convenționale, ale gravitovortexului, revelate într-un mare număr de diferite ipostaze. Sperăm că toate acestea l-au convins pe cititor, dacă nu de valabilitatea sa absolută, cel puțin de posibilitățile sporite pe care le oferă gravitovortexul pentru explicarea multiplelor aspecte ale mișcării sub efect gravitațional și care sînt cu mult mai mari decît cele oferite de teoriile actuale ale gravitației. La urma urmei, în economia de ipoteze necesare explicării unei cît mai mari varietăți de fenomene constă superioritatea oricărei teorii noi.

În cele ce urmează vom continua să relevăm și alte aspecte inedite ale gravitovortexului, de astă dată într-o *clasă nouă de fenomene*, cele electromagnetice. Într-adevăr, studiul nostru ne va arăta că forțele suplimentare introduse de gravitovortex și ale căror efecte mecanice le-am putut analiza „pe viu“ în cele de pînă acum, sînt efectiv forțe electrice. În § 7.1 noi am arătat că ecuațiile fundamentale care descriu gravitovortexul sînt foarte generale, ele permit în egală măsură tratarea mișcărilor mecanice sau electrice și aceasta ne asigură că în dezvoltările noastre anterioare, de „natură mecanică“, nu am pierdut nimic din cantitatea inițială de informații pe care aceste ecuații o conțineau. Vom folosi în continuare asemenea informații obținute anterior prin metode „mecanice“ pentru a extinde domeniul de aplicabilitate al gravitovortexului.

„Toată dificultatea filosofiei (fizicii n.n.), scrie Newton în prefața lucrării sale fundamentale, pare a consta în aceea că din fenomenele de mișcare să cercetăm forțele naturii, apoi din aceste forțe să deducem celelalte fenomene“.

11. GRAVITAȚIE ȘI ELECTRICITATE

11.1. NATURA INTERACȚIUNII SUPLIMENTARE A GRAVITOVORTEXULUI

Să scriem din nou expresia cunoscută a forței gravitovortex

$$F = F_N + F_v = G_0 \frac{Mm}{r^2} + \frac{m}{\rho'} \theta_s \frac{1}{r^3}, \tag{11.1}$$

pe care să o punem sub forma

$$F = F_N\left(1 + \frac{F_v}{F_N}\right) = F_N(1 + f) = F_N\left(1 + \frac{\theta_s}{G_0 M r \rho'}\right). \tag{11.2}$$

Termenul F_N reprezintă forța newtoniană, natura ei este gravitațională, interacțiune recunoscută a fi una dintre cele patru tipuri fundamentale de interacțiuni. Care este natura forței suplimentare F_v introdusă de gravitovortex în teoria gravitației?

Dacă am prezenta lucrarea noastră sub forma *Dialogului*, al lui Galilei, personajul Simplicio ar putea formula imediat acest răspuns: „Ce natură? Uitați că ați formulat acest cîmp ca rezultat al presiunii exercitate de gazul interplanetar asupra planetelor? Este vorba de o simplă presiune dinamică și atîta tot!"

Să observăm mai întîi faptul că Simplicio inversează relația dintre cauză și efect: cîmpul suplimentar gravitovortex nu a fost deloc formulat ca un rezultat al presiunii gazului interplanetar, adică nu este un *efect* al acestei presiuni, ci, dimpotrivă, el a fost formulat explicit drept *cauză* a mișcării și accelerării gazului interplanetar și deci a presiunii rezultate din această mișcare. Am putut constata în diferite ipostaze că mișcarea observată a gazului interplanetar este într-adevăr bine controlată de legea cîmpului gravitovortex.

Dar o mișcare a particulelor materiale și respectiv presiunea care poate rezulta din aceasta poate fi provocată de forțe de natură foarte diferită, ca de exemplu de forțe gravitaționale, electromagnetice etc. Noi am demonstrat explicit (§ 7.1) faptul că ecuațiile fundamentale ale gravitovortexului pot interpreta în egală măsură atît mișcarea sub efect gravitațional, cît și cea sub efect electromagnetic. Prin urmare, din simplul fapt că în stadiul inițial al pledoariei noastre, adică atunci cînd încercam să deducem forțele necunoscute care produceau efecte cunoscute (de exemplu, avansul de periheliu) ale mișcării, noi am considerat presiunea gazului interplanetar în mișcare asupra planetelor, nu putem deduce natura forței care a provocat mișcarea și presiunea acestui gaz.

De fapt ceea ce am obținut astfel nu reprezintă decît cîteva ecuații și efecte specifice, care par foarte bine verificate de observație, însă rămîn multe lucruri care abia urmează să fie precizate și clarificate pentru a face din gravitovortex o teorie strict coerentă din punct de vedere al „perfecțiunii

sale interne". Una din aceste precizări necesare o constituie însăși mișcarea gazului interplanetar.

Desigur forțele gravitovortex, considerate ca forțe „mecanice", pot provoca și întreține mișcarea de vîrtej a gazului presupus neutru din punct de vedere electric; ele au fost deduse tocmai din considerarea acestei mișcări. În realitate gazul este *ionizat* în mare măsură, el este alcătuit din electroni ioni, atomi neutri și fotoni, alcătuind ceea ce se numește *plasma interplanetară*. Starea de plasmă este considerată ca a patra stare de agregare a materiei, în care atomii neutri, atomii excitați, ionii, electronii și fotonii formează într-adevăr un „gaz compresibil", asemănător stării gazoase ordinare, dar care se deosebește totuși fundamental de acesta prin compoziție și prin natura forțelor de interacțiune dintre componenții ei.

Toate componentele plasmei se află într-o necontenită mișcare locală neordonată, haotică, sarcina electrică spațială caracterizîndu-se printr-o serie de oscilații locale și de ansamblu. De aceea, statistica gazului neutru clasic nu mai este suficientă pentru descrierea fenomenelor din plasmă, acestea fiind studiate de teoria cinetică a plasmei, care folosește ecuațiile magnetohidrodinamicii, în diferite aproximații aplicabile în anumite condiții date. Una peste alta ajungem la concluzia că forțele necesare pentru a provoca mișcarea ordonată de ansamblu a plasmei interplanetare, conform gravitovortexului, trebuie să fie de tip electromagnetic.

Ar fi oare posibil ca o ecuație fundamentală a forțelor „gravitaționale" (11.1) să conțină forțe de natură atît de diferite ca forța gravitațională clasică $\mathbf{F}_N$ și o forță de tip electromagnetic $\mathbf{F}_v$? Aceasta nu este numai posibil (o dovedesc între altele cîteva celebre tentative din domeniul teoriei gravitației; v. § 3.5), dar și absolut necesar, deoarece o impun tot mai presant datele moderne de observație.

În teoria Brans-Dicke, de exemplu, peste cîmpul gravitațional tensorial clasic este suprapus un cîmp de natură diferită, cîmpul scalar. În celebra teorie a lui D. W. Sciama forțele „gravitaționale" sînt numite explicit forțe *gravelectrice*. În teoria elaborată de laureații premiului Nobel (1957) T. D. Lee și C. N. Yang, despre care vom vorbi mai pe larg în cuprinsul acestui capitol, forța „gravitațională" dintre două corpuri de masă (inerțială) M_1, M_2, are expresia [129]

$$F = -G\frac{M_1M_2}{r^2} + \eta^2\frac{A_1A_2}{r^2}, \tag{11.3}$$

unde A_1 și A_2 sînt numerele de masă ale substanței celor două corpuri, *forța gravitațională suplimentară fiind o forță de tip electromagnetic.*

Pe de altă parte, datele moderne de observație dovedesc că spațiul gravitațional descris de teoria actuală a gravitației este suprasimplificat — și din acest punct de vedere — în raport cu spațiul gravitațional real, adică în raport cu acel spațiu în care are loc realmente mișcarea corpurilor cerești: cîmpul gravitațional clasic nu este nici pe de parte unicul cîmp *long range* pe care observația îl detectează nemijlocit în spațiul cosmic. Cîmpuri magnetice și electrice intense sînt pretutindeni detectate în univers, în sistemul nostru solar, ca și în sistemele galactice și aceste cîmpuri interacționează cu materia cosmică, influențînd sau chiar determinînd mișcarea acestei materii. Stelele, Soarele și planetele sistemului solar interacționează nu numai gravitațional, dar și electromagnetic. S-a dovedit clar că toate aceste corpuri materiale posedă cîmpuri magnetice proprii, determinate precis de valoarea momentelor lor magnetice și, în consecință, cîmpuri electrice proprii; în continuarea

lucrării noastre vom analiza pe larg manifestările foarte concrete ale interacțiunii de tip electromagnetic care se exercită efectiv între Soare și planetele sale și în special, între Soare și planeta Pămînt.

Așadar, realitatea observabilă impune cu necesitate ca teoria gravitației al cărui scop principal este acela de a explica mișcarea *observată* a corpurilor cosmice, să ia neapărat în considerație asemenea forțe de tip electromagnetic. Avînd în vedere faptul că gravitovortexul explică în condiții mai bune decît teoria actuală a gravitației o astfel de mișcare, pare foarte probabil ca forța $\mathbf{F}_r$ să fie tocmai o forță de tip electric.

Putem demonstra această afirmație în mai multe feluri și din mai multe puncte de vedere și vom face efectiv asemenea demonstrații în continuarea lucrării noastre. În acest paragraf vom prefera o demonstrație intuitivă, dar foarte generală, bazată în special pe noțiunea de *„tărie relativă"* a diferitelor tipuri de interacțiuni fundamentale.

Să considerăm raportul dintre forța electrostatică (coulombiană), F_c și forța gravitațională newtoniană, F_N, care se exercită între două particule elementare, avînd respectiv sarcinile electrice e_1 și e_2 și masele m_1 și m_2. Valoarea acestui raport este, conform interpretărilor uzuale,

$$\frac{F_c}{F_N} = \frac{e_1 e_2/r^2}{G_0 m_1 m_2/r^2} \sim \frac{e^2}{G_0 m^2} \sim 10^{40}\,[0], \tag{11.4}$$

unde G_0 este constanta gravitației, e sarcina electronului (sau protonului) și m masa unei particule elementare intermediare. Există desigur multe feluri de particule elementare, care au (dacă au) exact aceeași sarcină electrică e, însă mase proprii diferite, dar teoria particulelor elementare nu poate spune deocamdată (a se vedea mai departe) de ce aceste particule cu masele lor diferite există, așa încît fizica este nevoită să lucreze, uneori, cu valori *medii* ale acestor mase, așa cum s-a procedat mai sus.

Observăm că raportul (11.4) poate fi scris formal și astfel

$$\frac{F_c}{F_N} = \frac{\theta_{s_0}}{G_0} \sim 10^{40}, \tag{11.5}$$

unde am notat

$$\theta_{s0} = \frac{e_1 e_2}{m_1 m_2} \sim \frac{e^2}{m^2} \sim 6{,}67 \cdot 10^{-8} \cdot 10^{40} = 6{,}67 \cdot 10^{32} \mathrm{g}^{-1}\,\mathrm{cm}^3\,\mathrm{s}^{-2}. \tag{11.6}$$

Numărul uriaș 10^{40} este considerat în prezent ca o *constantă fundamentală a naturii,* la fel ca și constanta gravitației universale G_0 care caracterizează cîmpul gravitațional newtonian; din (11.5) rezultă deci că și mărimea θ_{s_0} trebuie să fie o constantă fundamentală a naturii și că această constantă caracterizează cîmpul electric. *Raportul dintre forța electrică F_c și forța gravitațională F_N, respectiv tăria relativă a acestor forțe, este, după cum se vede, egal cu raportul constantelor lor caracteristice θ_{s_0} și G_0.*

Faptul că mărimea θ_{s0} este într-adevăr o constantă nu rezultă numai din (11.5), ci și din observații. Analizînd mișcarea gravitovortex a planetelor noi am dedus (§ 8.3) din această mișcare mărimea $\theta_s \sim 6{,}67 \cdot 10^{32} \mathrm{g} \cdot \mathrm{cm} \cdot \mathrm{s}^{-2}$, pe care am numit-o *constanta solară,* deoarece ea poate fi regăsită în mișcarea oricărei planete a sistemului solar. Mărimea θ_s are aproximativ aceeași valoare și atunci cînd o deducem din mișcarea gravitovortex a gazului interplanetar sau a gazului intragalactic, ea pare într-adevăr o constantă

universală valabilă de la nivelul particulelor elementare pînă la nivelul galaxiilor, adică *este independentă de scara la care considerăm mişcarea materiei. Rezultă deci că constanta gravitovortex θ_s nu defineşte de fapt o formaţie materială dată (sistem atomic, sistem solar sau sistem galactic), ci un anumit cîmp de forţe; conform cu cele de mai sus ea defineşte un cîmp electric ca şi θ_{s_0}.*

Există totuşi o deosebire formală între constantele θ_s şi θ_{s_0} care rezultă din dimensiunile lor diferite, dar putem face uşor ca această deosebire să dispară, redefinind unităţile de măsură cu care măsurăm mişcarea gravitovortex a planetelor, respectiv constanta θ_s. Printr-o astfel de redefinire nu modificăm cu nimic nici una din caracteristicile mişcării gravitovortex, adică obţinem un sistem absolut echivalent de mişcări, deoarece, aşa cum am demonstrat explicit (§ 9.4) *funcţia Lagrange a mişcării nu depinde de sistemul de unităţi de măsură folosit.*

Noul sistem de unităţi de măsură va fi definit de relaţia

$$[\theta_{s_0}] = \left[\frac{\theta_s}{\varepsilon^2}\right] = [M^{-1}L^3T^{-2}], \tag{11.7}$$

unde deci mărimea

$$[\varepsilon] = [ML^{-1}] \tag{11.8}$$

are, după cum se vede, o legătură directă cu constanta gravitaţiei a lui Einstein

$$[\varkappa] = \left[\frac{8\pi G_0}{c^2}\right] = [M^{-1}L], \tag{11.9}$$

avînd dimensiunea inversă acesteia şi valoarea $\varepsilon = 1$. Se cunoaşte faptul că şi în relativitatea generală se utilizează adesea sistemul de unităţi definit de valoarea $\varkappa = 1$.

Procedeul şi rezultatele noastre de mai sus sînt identice cu cele realizate de R. H. Dicke în teoria sa scalar-tensorială (§ 9.1): încercînd să anuleze comportarea „stranie" a etaloanelor de lungime şi timp (contracţia nerelativistă a acestora) printr-o redefinire a sistemului de unităţi de măsură bazată pe aceeaşi proprietate a funcţiei Lagrange, Dicke [62] constată că se poate reveni la ipoteza fundamentală a teoriei clasice $G = G_0 = \text{const}$, caz în care ecuaţiile relativiste de cîmp nu mai sînt valide, dar care este absolut echivalent cu cazul $G =$ variabil în care ecuaţiile de cîmp ale lui Einstein îşi păstrează valabilitatea. Ei bine, *prin transformarea Dicke, adică prin această simplă redefinire a unităţilor de măsură, spaţiul mişcării capătă efectiv proprietăţi electromagnetice,* exact aşa cum se întîmplă şi în „spaţiul" gravitovortex!

Dacă scriem explicit raportul celor două componente gravitovortex,

$$\frac{F_v}{F_N} = \frac{\theta_s}{G_0 M r \rho'}, \tag{11.10}$$

din (11.5), (11.7) şi (11.10) vom avea

$$\frac{F_c}{F_N} = \frac{\theta_{s_0}}{G_0} = \frac{\theta_s}{\varepsilon^2 G_0} = \frac{F_v}{F_N}\,\frac{M r \rho'}{\varepsilon^2} = 10^{40}, \tag{11.11}$$

de unde, ţinînd cont de (11.1) deducem

$$F_c = F_v \frac{M r \rho'}{\varepsilon^2} = \frac{m}{\rho'}\,\theta_s \frac{1}{r^3}\,\frac{M r \rho'}{\varepsilon^2}, \tag{11.12}$$

sau

$$F_c = \frac{\theta_s}{\varepsilon^2} \cdot \frac{mM}{r^2} = \theta_{s_0} \frac{mM}{r^2}. \qquad (11.13)$$

Dacă două particule materiale de mase M și m au respectiv sarcinile electrice e_s și e_p, vom putea scrie, conform cu (11.4).

$$\theta_{s_0} = \frac{e_s e_p}{Mm}, \qquad (11.14)$$

astfel încît

$$F_c = \frac{e_s e_p}{r^2}. \qquad (11.15)$$

Forța coulombiană $\mathbf{F}_c$ *reprezintă echivalentul electric al forței suplimentare* $\mathbf{F}_v$ *a gravitovortexului avînd exact aceeași orientare și aceeași valoare ca aceasta*: mărimile e_s și e_p reprezintă conform gravitovortexului respectiv sarcinile electrice ale Soarelui (M) și planetei (m).

Cîmpul de forțe gravitovortex (11.1) va putea fi scris deci astfel

$$F = F_N + F_c = \frac{G_0 Mm}{r^2} + \frac{e_s e_p}{r^2}, \qquad (11.16)$$

sau, pentru a păstra vechea noastră formă,

$$F = F_N \left(1 + \frac{F_c}{F_N}\right) = \frac{G_0 Mm}{r^2} (1 + f), \qquad (11.17)$$

unde

$$f = \frac{e_s e_p}{G_0 Mm}, \qquad (11.18)$$

sau

$$e_s e_p = f G_0 m M. \qquad (11.19)a$$

Să observăm că relația (11.16), care conține două forțe, ambele variind invers proporțional cu pătratul distanței, este totuși perfect echivalentă cu relația (11.1) care conține două forțe dintre care una variază invers proporțional cu pătratul distanței, și cealaltă variază invers proporțional cu cubul distanței. Într-adevăr, dacă considerăm Soarele un dipol electric (așa cum este uzual considerat în diversele teorii astrofizice), atunci cîmpul său total (gravitațional + electrostatic) poate fi scris direct sub forma

$$F = \frac{\text{const}}{r^2} + \frac{\text{const}}{r^3}, \qquad (11.19)\text{b}$$

care nu presupune nici un fel de ipoteză suplimentară, deoarece cîmpul electric al dipolului variază invers proporțional cu cubul distanței. Corespunzător acestei depline echivalențe și pentru a păstra forma comodă a relațiilor (11.16) și (11.17), vom utiliza în cele ce urmează pentru fiecare corp cosmic dat (Soare, planetă) două „tipuri“ de sarcină electrică, care rezultă simplu din relația (11.19) conform cu rezultatele noastre anterioare.

Astfel dacă considerăm interacțiunea dintre două particule de masă *m* și sarcină *e* egale, putem scrie

$$e^2 = fG_0 m^2. \qquad (11.20)$$

În referențialul de repaus al acestor particule avem întotdeauna $f = 1$, caz în care rezultă o relație generală fundamentală, care leagă conform gravitovortexului sarcina electrică a oricărei particule materiale de masa sa

$$e_0 = \sqrt{G_0}m. \qquad (11.21)$$

Am numit această sarcină electrică a particulei materiale, sarcină *intrinsecă*, deoarece valoarea ei nu depinde de condițiile exterioare, respectiv de mișcarea relativă a particulei, ci numai de masa sa.

Într-un referențial față de care particula materială se află în mișcare, avem $0 < f < 1$, astfel încît sarcina sa electrică în raport cu acest referențial va fi

$$e = fe_0 = f\sqrt{G_0}m. \qquad (11.22)$$

Am numit această mărime sarcină *de interacțiune*, deoarece valoarea sa depinde direct de mișcarea relativă a particulei față de un referențial dat. Se înțelege că aceste două mărimi în general diferite e_0 și e nu sînt și entități fizice diferite, ele reprezintă aceeași sarcină electrică de tip gravitovortex „văzută" din referențiale diferite. Se înțelege, de asemenea, că avem în vedere nu numai referențialele inerțiale galileiene, ci referențialele inerțiale generalizate, adică referențialele vortex-inerțiale.

Probabil că cititorul și-a dat seama că ceva nu este în ordine cu această sarcină electrică „de tip gravitovortex" a Soarelui, planetelor și în general a oricărei bucăți de materie, în sensul că ea nu pare identică cu sarcina electrică „clasică", atît de bine cunoscută. Este adevărat că interacțiunea dintre două asemenea sarcini gravitovortex respectă legea lui Coulomb și (vom demonstra aceasta) legile electromagnetismului în general, dar după cum bine se știe nu orice bucată de materie posedă o sarcină electrică „de tip clasic". *În electromagnetism nu există nici o legătură între sarcina electrică e și masa m,* care, conform conceptului newtonian uzual măsoară cantitatea de materie conținută într-un corp oarecare și care este neutră din punct de vedere electric.

Dacă interacțiunea dintre două „sarcini gravitovortex" respectă legile electromagnetismului, înseamnă că această interacțiune este într-adevăr de tip electromagnetic și că natura acestor sarcini nu diferă de cea a sarcinilor electrice „clasice". Dar dacă relația gravitovortex (11.21) — necunoscută în prezent teoriei electromagnetismului — este validă, atunci rezultă că *interacțiunea dintre sarcinile gravitovortex, dată de această relație, reprezintă o forță nouă, nu numai pentru teoria actuală a gravitației, dar și pentru teoria actuală a electromagnetismului.* Vom demonstra concludent în continuarea lucrării noastre că relația (11.21) este validă, în sensul că este coerentă cu teoria electromagnetismului și că este pe larg confirmată de experiență. Rezultă, așadar, că forța „suplimentară" gravitovortex ale cărei efecte mecanice neconvenționale (de exemplu, mișcarea cu expansiune-contracție) sînt efecte noi în raport cu cunoștințele actuale ale fizicii, reprezintă efectiv ea însăși o forță fundamentală nouă a fizicii, care nu poate fi confundată nici cu forța gravitațională și nici cu forța electrică clasică.

Relațiile gravitovortex (11.21) și (11.22) revelează deci proprietăți noi, fundamentale ale materiei, ele leagă în mod direct gravitația de electricitate și aceasta implică consecințe vaste pentru întreaga fizică, consecințe pe care le vom discuta pe larg în continuarea lucrării noastre. *Ele spun explicit că orice bucată de materie avînd o masă (în unități convenționale de masă), m, posedă în același timp o sarcină electrică (în unități convenționale de sarcină electrică) e*. Ar fi greu să imaginăm o legătură mai naturală și mai directă între două entități fizice fundamentale specifice, aparținînd în prezent unor domenii ale fizicii atît de diferite cum sînt gravitația și electromagnetismul! Să observăm totuși că în cazul limită al gravitovortexului reprezentat de teoria newtoniană a gravitației nu există nici un fel de interacțiune electrică deoarece în acest caz avem automat $f = 0$, ceea ce ne dovedește că și sub această nouă formă gravitovortexul regăsește — la limită — teoria newtoniană a gravitației.

Problema fascinantă a unei eventuale legături dintre electricitate și gravitație este foarte veche. Iată, de exemplu, ce scrie în 1849 M. Faraday (1791—1867) în jurnalul său: „Gravitația; cu siguranță că această forță trebuie să aibă o legătură, ce poate fi dovedită experimental, cu electricitatea și cu magnetismul, așa încît ea să se producă cu ajutorul lor, prin acțiune reciprocă și efect echivalent". Au urmat apoi cîteva experiențe infructuoase și după cîțiva ani Faraday notează din nou în același jurnal: „Rezultatele sînt negative. Ele nu-mi zdruncină însă convingerea fermă că există o legătură între gravitație și electricitate, deși nu aduc nici o dovadă că există o asemenea legătură".

Această convingere, care nu i-a părăsit nici astăzi pe fizicieni, a dat naștere multor tentative de a evidenția eventualele legături. Așa-zisa teorie unificată a cîmpului, căreia Einstein i-a consacrat ultimii 20 de ani ai vieții sale, nu este altceva decît o încercare foarte elegantă, dar nereușită, de a surprinde asemenea legături. Să aibă oare gravitovortexul, care este o teorie mai generală decît teoria relativității a lui Einstein, mai mult succes în această direcție?

Oricum legea noastră (11.21), dedusă din teoria gravitației, implică reevaluări majore în însăși teoria electricității. Putem înțelege simplu această afirmație dacă ne gîndim la faptul că una dintre consecințele acestei relații implică încălcarea unuia din postulatele fundamentale ale acestei teorii: egalitatea dintre sarcinile electrice ale electronului și protonului.

Într-adevăr, conform gravitovortexului, orice bucată de materie de masă m are — pe lîngă o eventuală sarcină electrică „de tip clasic" — și o sarcină electrică intrinsecă $e = \sqrt{G_0}m$, unde m este considerat în unități gravitaționale, iar e în unități electrostatice. Dat fiind că masa m_p a protonului nu este egală cu masa m_e a electronului ($m_p/m_e \sim 1836$), rezultă că *sarcina electrică a protonului trebuie să fie mai mare decît cea a electronului*. Sarcina electrică clasică a protonului este de $4{,}8 \cdot 10^{-10}$ u.e.s.; conform cu cele de mai sus sarcina electrică suplimentară gravitovortex a protonului va fi

$$\Delta e = 4{,}2 \cdot 10^{-28} \text{ u.e.s.} \tag{11.23}$$

Această ușoară diferență de sarcină care face ca materia neutră în sensul clasic să prezinte efecte electrice la scară largă (cîmpul electric, ca și cel gravitațional sînt cîmpuri *long-range*, adică au o rază de acțiune teoretic infinită), poate ușor să explice prezența cîmpurilor electrice și magnetice alături de materia interstelară, pretutindeni observabilă în univers. În mod specific excesul de sarcină rezultat din inegalitatea amintită a sarcinilor protonului

și electronului poate explica din punct de vedere fizic însăși expansiunea (Hubble) observată a universului; au fost deja propuse mai multe teorii în acest sens [60], dar una care a devenit celebră este cea a lui R. A. Lyttleton și H. Bondi [134] și am putea utiliza fără rezerve argumentele acestei teorii în sprijinul valabilității „cosmologice“ a relației noastre (11.21). Am putea regăsi astfel echivalentul electric al vechii explicații gravitaționale pe care gravitovortexul a dat-o expansiunii universului și această echivalență este specifică numai teoriei pe care o elaborăm aici, singura care pare să ofere o punte de legătură între gravitație și electricitate.

Dar permit oare teoria actuală a particulelor elementare și sofisticatele experimente moderne de laborator existența unei diferențe reale de sarcină electrică între particulele elementare? Datele experimentale obținute către sfîrșitul secolului al XIX-lea și începutul secolului al XX-lea, culminînd cu cele ale lui Milikan, au condus la concluzia că sarcinile electrice apar totdeauna ca multipli întregi ai celei mai mici unități de sarcină electrică și că această cea mai mică unitate de sarcină negativă (a electronului), este egală cu cea mai mică unitate de sarcină pozitivă (a protonului). Deci un atom sau o moleculă care conține un număr egal de protoni și electroni ar fi neutre din punct de vedere electric. În 1932 a fost descoperit neutronul și s-a stabilit că sarcina sa electrică este nulă. De-atunci au fost descoperite încă multe așa-numite particule elementare și fiecare dintre aceste particule pare a avea — conform interpretărilor actuale — o sarcină electrică $+1$, 0 sau -1, în raport cu sarcina unitate a electronului.

Asemenea interpretări nu rezultă însă ca o consecință a teoriilor și experimentelor moderne. Ideal, teoria particulelor elementare ar trebui să descrie și să prezică atît spectrele observate ale acestor particule, cît și valoarea maselor și a sarcinilor lor. Lucrurile nu stau însă așa, *moderna teorie cuantică a cîmpului poate descrie corect spectrele observate, dar nu poate prezice în nici un fel valorile maselor și sarcinilor particulelor elementare.* În felul acesta, problema egalității sarcinilor electrice ale acestor particule, ca și cea a ipotezei materiei neutre în general, rămîn în continuare *probleme deschise* din punct de vedere teoretic.

Este poate interesant să semnalăm că în teoria cuantică a cîmpului, invarianța la conjugarea de sarcină (interschimbul particulă-antiparticulă) cere numai ca *particula și antiparticula* sa să aibă sarcini egale și opuse ca semn. De exemplu, sarcinile electrice ale electronului și pozitronului trebuie să aibă, conform teoriei, aceeași valoare; la fel sarcinile protonului și antiprotonului trebuie să fie egale. Dar, după cum se știe, *particulele și antiparticulele lor au exact aceeași masă,* astfel încît relația noastră (11.21) satisface natural și deplin cerințele teoriei cuantice, care nu impune condiții privind sarcina particulelor cu masă diferită.

Nici recenta *teorie a renormalizării* nu poate preciza raportul dintre sarcina electrică a protonului și cea a electronului. După cum remarcă Gell-Mann [95] principalul creator al acestei teorii de mare circulație în prezent, aceste sarcini ar putea să nu fie egale. Astfel, orice restricție în acest sens nu poate fi impusă decît de datele experimentale.

Din păcate rezultatele experimentale în această direcție sînt puternic influențate de lipsa unei teorii clare privind o eventuală diferență de sarcină, în special în sensul că se confundă cele două sarcini amintite anterior, sarcina intrinsecă (11.21) și sarcina de interacțiune (11.22). În plus, experimentele sînt organizate la *scară macroscopică* și încearcă să stabilească în general sarcina electrică globală a unui curent de gaze (vapori) neutre din punct de

vedere electric, prin deflecția observată a acestui curent care trece printr-un cîmp electric dat. De multe ori astfel de gaze sînt compuse din atomi sau chiar molecule complicate, care conțin un mare număr de perechi electron-proton și de neutroni, ale căror sarcini globale Δq sînt evaluate în general printr-o sumă scalară

$$\Delta q = Z\Delta e + Nq_n, \tag{11.24}$$

unde Z este numărul de perechi electron-proton, Δe este diferența de sarcină electron-proton, N numărul de neutroni și q_n este eventuala sarcină a neutronului. Se înțelege ușor că astfel de experimente macroscopice nu pot oferi decît rezultate *statistice*, amorfe, care nu pot fi considerate reprezentative decît pentru cazul în care se utilizează atomi sau molecule cu structură simplă.

În interpretarea rezultatelor experimentale se fac adesea și alte ipoteze care influențează mult valoarea cantitativă a acestor rezultate. Una dintre acestea este că $\Delta e = q_n$ și ea rezultă, conform relației de dezintegrare beta a neutronului,

$$n \to p + \bar{e} + \tilde{\nu}, \tag{11.25}$$

din presupunerea că sarcina particulei antineutrino este zero, adică din atribuirea *ab initio* a unei sarcini date pentru una din particulele elementare. Dealtfel schema însăși a unei astfel de dezintegrări pune serioase semne de întrebare, așa cum vom vedea în § 11.3.

Rezumînd rezultatele obținute astfel în experimentele moderne [108], observăm că cele mai directe determinări ale limitei unei eventuale diferențe de sarcină Δe sînt obținute din măsurarea sarcinii nete q a moleculei de hidrogen și ele dau valoarea

$$|\Delta e| = \left|\frac{q(H_2)}{2}\right| \leqslant (1 \times 10^{-15})\, e, \tag{11.26}$$

unde e reprezintă valoarea absolută a sarcinii electronului. Cele mai coborîte limite rezultate din experiment au fost obținute pentru moleculele de cesiu și potasiu și ele au valoarea

$$\Delta e \leqslant (1 \times 10^{-18})\, e, \tag{11.27}$$

practic egală cu valoarea noastră (11.23). Să observăm că teoria Lyttleton-Bondi [134] poate explica expansiunea observată a universului la o diferență de sarcină.

$$\Delta e \sim (2 \times 10^{-18})\, e. \tag{11.28}$$

Rezultă deci că relația noastră neconvențională (11.21) se află totuși în cel mai perfect acord cu teoriile actuale ale particulelor elementare și că ea nu este contrazisă de rezultatele experimentelor „macroscopice" moderne. În § 11.2 vom demonstra că implicațiile acestei relații pot fi verificate cu mult mai exact din analiza spectrelor asociate particulelor elementare, adică prin experimente „microscopice". În felul acesta sperăm să depistăm o cale care să ducă la suplinirea lacunei semnalată mai sus a actualei teorii cuantice a cîmpurilor.

Această lacună a teoriei cuantice nu joacă numai un rol estetic, ci are consecințe vaste asupra întregii teorii, limitînd drastic posibilitățile sale și

32 — Gravitația — cd. 854

făcînd ca în prezent fizica (teoretică) a particulelor elementare să se afle în plin impas. Pentru ieșirea din criza actuală a fizicii, criză care durează cam de mult, au fost propuse mai multe soluții, unele au fost deja abandonate, altele își așteaptă încă confirmarea. Printre acestea din urmă se află și soluția propusă de T. D. Lee și C. N. Yang [14, 128], specialiști de reputație mondială în fizica particulelor elementare, soluție rezultată tocmai din interpretarea eșecurilor constatate ale acestei fizici: considerarea unei noi interacțiuni fundamentale a materiei, a celei de *a cincea forțe a naturii*, complet ignorată în prezent, dar pregnant revelată de cele mai precise experimente ale fizicii moderne. Anticipînd asupra discuției noastre ulterioare putem spune că această a cincea forță fundamentală a naturii revelată de Lee și Yang (ca și de alți cercetători dealtfel), prezintă — calitativ și cantitativ — toate caracteristicile forței suplimentare revelată de gravitovortex.

Conform teoriei actuale legile de conservare ale sarcinii electrice, a numărului de barioni și a numărului de leptoni, sînt legi independente una de alta (deoarece nu există nici o legătură între sarcina electrică și masa unei particule elementare) și sînt considerate valide numai pentru reacțiile *specifice* particulelor respective. Din cauza independenței legilor de conservare pentru barioni și leptoni, utilizarea legii de conservare a sarcinii în reacțiile cunoscute, implicînd particule elementare, nu poate să determine — ea singură — raportul sarcinilor tuturor acestor particule elementare. De exemplu, aparenta absență a reacției

$$p \rightarrow e^{+} + \pi^{0}, \qquad (11.29)$$

lasă raportul dintre sarcina protonului și sarcina electronului nedeterminat.

Invers, dacă valoarea sarcinilor electronului (lepton) și a protonului (barion) ar fi diferită, absența unei asemenea reacții ar fi o dovadă concludentă în sprijinul existenței unei asemenea diferențe. Mai general, în această situație, *conservarea barionilor ar rezulta simplu din legea conservării de sarcină* în loc să constituie o lege de conservare independentă.

Legea de conservare a sarcinii electrice a fost formulată încă în fizica clasică și constituie și în prezent unul dintre principiile de bază ale electrodinamicii lui Maxwell. După cum se știe, această lege rezultă, conform cu teorema lui Noether, din invarianța la o transformare de etalon sau de calibrare *(Gauge-transformation)*. Lee și Yang generalizează această transformare de etalon [129], obținînd o lege de conservare a particulelor grele (barioni), perfect similară legii conservării de sarcină. Aceasta îi conduce la rezultatul general că legea forțelor gravitaționale a lui Newton trebuie corectată cu o forță de tip coulombian, avînd același ordin de mărime cu forța gravitovortex (a se vedea în continuare). Într-o lucrare ulterioară [126] Lee și Yang ajung la concluzia că tocmai această forță suplimentară fundamentală este responsabilă de violarea legii de conservare a parității combinate CP (pentru descoperirea acestei violări ei au luat premiul Nobel în 1957).

Nu știm dacă scurta noastră incursiune istorică în domeniul teoriei electricității pe care o vom întreprinde în paragrafele următoare ale capitolului de față îl va convinge pe cititor de posibilitățile pe care le oferă gravitovortexul acestei teorii întru depășirea multiplelor stări de criză și impasuri cărora a trebuit și trebuie încă să le față facă. Putem însă să-l asigurăm cu toată certitudinea că, la capătul acestui studiu, el va regăsi, deja formulat de Lee și Yang, remediul acestor stări de fapt ale teoriei actuale și care constă în considerarea explicită a forței suplimentare gravitovortex. Ar fi fost dealtfel de neînțeles ca o forță reală a naturii, ignorată în prezent de fizica teoretică,

care acționează eficient la nivelul galaxiilor, sistemului solar și planetelor, să nu acționeze eficient și la nivelul particulelor elementare și ca acțiunea ei să nu poată fi pusă direct în evidență prin cele mai perfecționate experimente realizate vreodată de om, așa cum sînt cele care privesc dezintegrarea particulelor și în special dezintegrarea mezonilor K!

Să analizăm deocamdată cîteva aspecte generale privind eventuala sarcină electrică a corpurilor materiale neutre din punctul de vedere al teoriilor actuale ale fizicii. Un bun exemplu în această privință îl constituie chiar neutronul, a cărui sarcină electrică este considerată a fi nulă. A fost o mare surpriză pentru fizicieni să găsească experimental că o astfel de particulă neutră posedă totuși un *moment magnetic*, datorat mișcării sale de rotație în jurul axei proprii (mișcarea de spin) și că valoarea raportului dintre acesta și momentul cinetic (unghiular) este $-1{,}93$. *Cu alte cuvinte, neutronul nu este neutru, cel puțin din punct de vedere magnetic, dar momentul său magnetic corespunde efectiv, conform legilor electromagnetismului, unei sarcini electrice care se rotește.* O astfel de sarcină nu poate fi furnizată decît de gravitovortex conform relației (11.21). Avînd în vedere că masa neutronului este aproximativ egală cu cea a protonului, valoarea gravitovortex a sarcinii sale este

$$q_n = \Delta e \sim (1 + 10^{-18})\, e. \qquad (11.30)$$

Experimentele actuale de tip macroscopic [108] indică o limită de

$$q_n \leqslant (6{,}1 \pm 20) \times 10^{-18}\, e \qquad (11.31)$$

pentru valoarea sarcinii electrice a neutronului.

S-au proiectat și se execută efectiv în prezent experiențe interesante [143] care vizează măsurarea directă a unui eventual moment electric dipolar al neutronului a cărui valoare este, evident, extrem de mică. Un astfel de moment electric dipolar ar trebui cu siguranță să existe, independent de relația noastră (11.21), deoarece, așa cum arată V. L. Fitch [87], între neconservarea parității CP și existența sa există o legătură directă și din punctul de vedere al teoriei cuantice!

O situație absolut identică cu aceea a neutronului o regăsim în cazul unui alt corp „neutru", cu mult mai mare decît neutronul și deci cu mult mai ușor de observat, Pămîntul. Teoriile actuale ale gravitației (și în consecință și alte teorii fizice specifice) presupun Pămîntul, Soarele și celelalte planete „în medie" neutre din punct de vedere electric, adică avînd o sarcină electrică netă nulă. Nu acesta pare să fie cazul în realitate. Într-o zi obișnuită putem măsura începînd de la suprafața Pămîntului un cîmp electric E de circa 100 volți/metru; semnul acestui cîmp corespunde unei sarcini negative la suprafață, exact ca și în cazul amintit al neutronului „neutru". Deoarece există un cîmp electric, există și o sarcină electrică superficială ($\sigma = \varepsilon_0 E$), pe care dealtfel o putem constata destul de ușor cu un electrometru, dacă așezăm o placă de metal pe sol și o legăm la Pămînt. Diferența de potențial dintre suprafața Pămîntului și straturile superioare ale atmosferei sale este de circa 400 000 volți și putem constata experimental existența unui mecanism foarte fin, care menține permanent această diferență. Într-un capitol special dedicat acestei chestiuni vom vedea că sarcina electrică care provoacă pe Pămînt aceste fenomene și încă multe altele este cantitativ egală cu sarcina de interacțiune a Pămîntului cu Soarele, dată de relația noastră (11.21), respectiv că forța suplimentară a gravitovortexului poate fi identificată și măsurată direct și efectiv la suprafața Pămîntului. Aceeași forță responsabilă de provocarea avansului de periheliu guvernează fenomene foarte familiare

aici pe Pămînt ș' nu vom avea nevoie de savante speculații teoretice pentru a o evidenția, ci numai de cîteva aparate de măsură uzuale, printre altele de o busolă.

Deși cîmpul magnetic al Pămîntului este studiat fără încetare încă de pe vremea lui W. Gilbert (1540–1603), originea sa este și astăzi una dintre problemele nerezolvate ale fizicii. S-au propus desigur multe mecanisme specifice, dar toate s-au lovit într-un fel sau altul de dificultăți de netrecut. Einstein însuși a propus unul [171]: o sarcină electrică netă a Pămîntului în rotație (aceasta nu are nici o legătură cu teoria sa a gravitației). S-a dovedit însă că sarcina electrică necesară este cu totul incompatibilă cu datele de observație și H. G. Hughes [108] sugerează modificarea acestei teorii în sensul considerării unei sarcini electrice *volumice*, pentru a se obține simultan valori compatibile atît cu cîmpul geomagnetic observat, cît și cu cîmpul geoelectric. Bineînțeles că nu este suficient să se considere o sarcină netă e_0 distribuită pur și simplu în întregul volum al planetei; mai trebuie demonstrat că această sarcină rămîne în acest volum și nu se distribuie numai în zonele superficiale ale planetei, așa cum s-ar întîmpla natural cu orice sarcină electrostatică „obișnuită". Relația noastră (11.21) satisface integral, calitativ și cantitativ, toate aceste cerințe.

Să amintim acum sumar cîteva fapte istorice extrem de concludente pentru subiectul în chestiune, despre care vom vorbi mai pe larg în capitolul următor. În 1923, H. A. Wilson observă o *coincidență numerică* „stranie": valoarea cîmpului magnetic observat al Pămîntului (și deci momentul său magnetic) poate fi obținută cantitativ exact (din mișcarea sa de rotație și din legile electromagnetismului), dacă se presupune că un element de masă m al planetei — în unități gravitaționale — produce același efect magnetic ca o cantitate de electricitate e — în unități electrostatice — conform unei relații, care este exact relația noastră (11.21)! A fost atunci o ipoteză de-a dreptul fantezistă, propusă — cu totul independent — în 1925 și de Angenheister [84], ipoteză care presupunea o prea drastică modificare a binecunoscutelor legi fundamentale ale fizicii și care, cu timpul, a fost abandonată. Relansarea aceleiași ipoteze, cu un nou și puternic avînt, în 1947, se datorește lui P. M. S. Blackett [16], laureat al premiului Nobel (1948), și este în legătură cu descoperirea experimentală a cîmpului magnetic al stelei 78 Virginia de către H. W. Babcock și *revelarea pe această bază a existenței generale a cîmpurilor magnetice ale corpurilor cerești în rotație,* ale căror valori măsurate confirmă justețea relației (11.21)!

Lucrările de specialitate ale lui Blackett, S. Chapman și ale altora au arătat că ipoteza lui Wilson, respectiv relația noastră (11.21), este perfect compatibilă calitativ și cantitativ cu fenomenele electromagnetice cosmice înregistrate efectiv pe Pămînt și în cosmos. După Blackett este foarte improbabil ca o formulă empirică ca (11.21) (pentru el această formulă este într-adevăr empirică) în acord cu atîtea fapte experimentale, să fie un simplu fapt accidental; *ea trebuie să reprezinte o nouă proprietate fundamentală a materiei.* Din nou deci, aceeași proprietate fundamentală conformă cu teoria noastră a gravitației, cu cîmpul vectorial al lui Lee și Yang și cu rezultatele lui Blackett! O forță gravitațională „suplimentară", care acționează efectiv de la nivelul particulelor elementare pînă la nivelul unor galaxii! Dacă ne vom hotărî să acceptăm această evidență, va trebui cu siguranță să introducem un nou termen în ecuațiile lui Maxwell, care va fi de importanță fundamentală în electrodinamică în general și în electrodinamica cosmică în special.



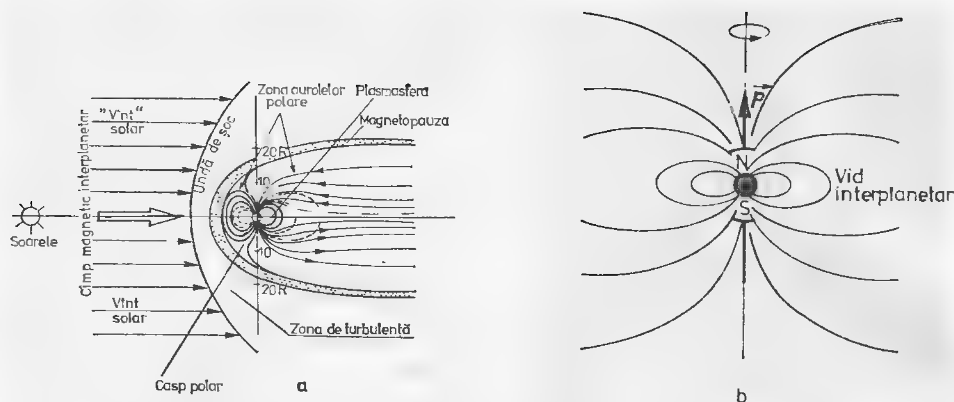


Fig. 96. Structura magnetică a spațiului circumterestru, așa cum era ea concepută prin anul 1950 (*b*) și așa cum au revelat-o datele experimentale obținute în anii '70 (*a*).

Toate acestea conduc inevitabil la concluzia existenței unui cuplaj electromagnetic alături de cel gravitațional newtonian, între Soare și Pămînt și, în general, între Soare și planete. O forță revelată experimental ca acționînd în întregul cosmos, adică la aceeași scară cu gravitația, nu poate fi ignorată în sistemul solar; orice teorie a gravitației, dedusă din mișcarea observată a planetelor, sau în acord cu această mișcare, nu poate face abstracție de forțele electromagnetice, care, fără îndoială, afectează mișcarea, așa cum dovedește gravitovortexul.

Este posibil un cuplaj electromagnetic, mai concret, un cuplaj „electrostatic" între Soare și Pămînt, de exemplu? Teoretic acesta nu este posibil conform teoriilor actuale: presupunînd conductibilitatea electrică a plasmei interplanetare ca fiind infinită sau foarte înaltă, în spațiul interplanetar nu poate exista un cîmp electric. Dacă aplicăm formulele uzuale ale electricității unui astfel de mediu, conductibilitatea ridicată face ca o diferență de potențial de numai cîțiva volți să producă imediat un scurtcircuit. Cîmpul interplanetar al Soarelui și chiar electrodinamica magnetosferei Pămîntului sînt concepute tocmai în această ipoteză a unei plasme foarte conducătoare, ipoteză care a devenit o adevărată dogmă.

Dar, sub presiunea faptelor, această dogmă pare să se clatine. Iată ce scrie H. Alfvèn în 1950 [2] relativ la existența unui cîmp electric în spațiul interplanetar: „Este lipsit de sens să vorbim de un potențial electrostatic în spațiul din jurul Soarelui. Cîmpul electric într-un anumit punct este (aproximativ) determinat de cîmpul magnetic și de starea de mișcare a punctului respectiv. Cîmpul electric nu este, de regulă, derivabil dintr-un potențial electrostatic". Și iată ce scrie aceeași personalitate, laureat al premiului Nobel (1970) pentru lucrări fundamentale în fizica plasmei, în 1972 [3]: „Care sînt învățămintele pe care trebuie să le tragem din considerațiile precedente, pentru a evalua cunoștințele noastre asupra fizicii spațiului, adică asupra fizicii plasmei în spațiu? Trebuie să recunoaștem, în general, că cunoștințele noastre sînt încă și mai fragmentare decît acelea pe care noi le-am cîștigat atît de penibil asupra fizicii plasmei termonucleare. Fizica spațială și formarea sistemului solar sînt încă terenul de joacă al teoreticienilor, care nu au avut niciodată de-a face cu plasma în laborator și care utilizează adesea o formulă căreia plasma reală refuză să i se supună. Vom da aici cîteva exemple asupra

divorțului care există între modelele propuse și între ceea ce noi începem a descoperi că reprezintă veritabilele condiții care domnesc în spațiu. Unul dintre conceptele cele mai uzuale ale fizicii plasmei enunță că materia ionizată și cîmpul magnetic rămîn întotdeauna fixate unul într-altul (« înghețarea » cîmpului magnetic de către plasmă). Acest concept este în special util pentru că permite reducerea studiului deplasărilor de materie la studiul cîmpurilor magnetice, dar pentru a fi valabil, el cere ca conductibilitatea mediului ionizat să fie infinită (sau, să zicem, foarte mare) și ca cîmpurile electrice paralele cu cîmpul magnetic să se anuleze. Or, *noi începem să descoperim că aceste condiții ideale sînt departe de a fi realizate în spațiu și că, în particular, valoarea conductibilității este o mărime esențialmente variabilă, uneori chiar nulă.* Va trebui deci să conchidem că mișcările respective ale plasmei și ale cîmpului magnetic sînt probabil mult mai complexe decît ceea ce imaginea elegantă, dar simplistă, a « înghețării » liniilor de cîmp lasă să se presupună".

Carl Gunne Falthammer [83] și alții aduc dovezi experimentale interesante și foarte revelatoare asupra existenței unor cîmpuri electrice corespunzătoare unei căderi de potențial de ordinul kilovolților, *în lungul liniilor de cîmp geomagnetic.* El scrie relativ la existența generală a unor astfel de cîmpuri: „Indicațiile asupra acestor realități s-au înmulțit în ultimii ani. Printre acestea, experiențele spațiale ocupă un loc important și completează de o manieră utilă studiul (plasmei) de laborator".

Deci, teoretic vorbind, existența unui cuplaj electric Soare-Pămînt pare să devină posibilă în viitorul apropiat; practic, un asemenea cuplaj este evident pentru orice trăiește pe Pămînt. El este asociat în mod spectaculos cu apariția petelor solare al căror număr maxim prezintă o periodicitate de aproximativ 11 ani. Petele solare și protuberanțele legate de ele constituie sursa unei puternice activități electromagnetice în întreg spațiul interplanetar și această activitate este înregistrată permanent de stațiile radar sub forma unui „zgomot solar". Apariția acestor pete pe Soare este imediat urmată de apariția unor puternice „furtuni" magnetice pe Pămînt, care perturbă, iar uneori întrerup radiocomunicațiile sau chiar comunicațiile telefonice și telegrafice. Numeroase studii de specialitate atestă influența directă pe care această „activitate negravitațională" a Soarelui o are asupra multor fenomene terestre, între altele chiar asupra fenomenelor biologice.

Apariția splendidelor aurore polare este poate cel mai spectaculos efect al acestei activități „negravitaționale" (fig. 97); în anul 1946 Malmforst a făcut un experiment devenit celebru, care a avut darul de a lămuri în mare măsură mecansimul cosmic al acestui fenomen. El a plasat o „terrela" (fiică a Terrei), adică o sferă de oțel magnetizată uniform, reprezentînd Pămîntul, într-un cîmp electric creat între două plăci paralele sub influența unei diferențe de potențial. Întreaga instalație a fost plasată într-un recipient conținînd aer la presiune foarte joasă, ($10^{-3} \div 10^{-4}$) mm col apă; dacă terrela este de circa 10^8 ori mai mică decît Pămîntul, această presiune corespunde la scară cosmică unei presiuni de ($10^{-11} \div 10^{-12}$) mm sau unei densități de $10^6 \div 10^5$ particule/cm^3. Această densitate este mai mare decît cea corespunzătoare spațiului interplanetar, dar este cu mult mai mică decît cea existentă în atmosfera înaltă, la înălțimile la care apar aurorele boreale. Diferența de potențial aplicată a fost aleasă astfel ca să se respecte și transformările de similitudine față de valorile corespunzătoare ale Soarelui și Pămîntului. Malmforst a putut astfel să obțină inele luminoase în jurul polilor terrelei, perfect asemănătoare zonelor aurorale ale Pămîntului. Acest experiment de

Fig. 97. Aurorele polare sînt probabil una dintre cele mai spectaculoase dovezi ale interacțiunii „suplimentare“ dintre Soare și Pămînt.



laborator pledează direct în favoarea existenței unui cuplaj electric Soare-planetă și este considerat ca o probă de bază a teoriilor aurorale bazate pe cîmpul electric.

Sondele și navele spațiale, lansate de mulți ani, detectează peste tot în spațiul interplanetar un cîmp magnetic general a cărui intensitate variază între 10^{-3} și 10^{-5} Oe. Faptul că Soarele are un moment magnetic propriu, apreciat în prezent la $8{,}9 \cdot 10^{33}$ gauși cm^3 [84] a putut fi bănuit încă în 1908, cînd Halle a descoperit direct (prin efect Zeeman) cîmpul magnetic al petelor solare și în 1913 cînd același Halle a descoperit *cîmpul său magnetic general.* Mai mult, din lucrările lui Blackett și Chapman, valoarea cantitativă a acestui moment magnetic rezultă, conform legilor electromagnetismului, din considerarea mișcării de rotație observate și a relației (11.21). Este, de asemenea, clar că dacă Soarele se rotește în propriul său cîmp magnetic, el trebuie să aibă, conform acelorași legi generale ale electromagnetismului, și un cîmp electric general [84]. Se poate arăta ușor că pentru o intensitate polară observată, $H_p = 25$ u.e.m. C.G.S., a cîmpului magnetic solar, rezultă o diferență de potențial între polul și ecuatorul solar de mai bine de 10^9 volți.

La drept vorbind dacă forța suplimentară gravitovortex nu ar fi de natură electrică nu am putea înțelege coerent nici măcar fenomenul de expansiune a planetelor și nici mișcarea cu expansiune-contracție în general. Toate teoriile care speculează ipoteza $G =$ variabil a lui Dirac explică tocmai pe o astfel de bază pur gravitațională fenomenul de expansiune planetară:

„dacă constanta gravitațională G scade în timp (nu se știe cum și de ce!) atunci planetele, care sînt substanțial comprimate de forțele lor gravitaționale, își vor mări volumul ca urmare a descreșterii presiunilor provocată de eliberarea constrîngerii gravitaționale".

Un asemenea mecanism al expansiunii este însă în general imposibil din punct de vedere fizic. K. M. Creer [53] și R. H. Dearnley [57] observă pe bună dreptate că forțele de coeziune ale particulelor materiale sînt cu mult mai puternice decît cele gravitaționale și că pentru a avea cît de cît o expansiune a unei bucăți oarecare de materie (cazul $\varkappa = \infty$ reprezintă numai o limită teoretică), ar trebui să scadă în primul rînd tocmai forțele de coeziune, adică forțele electrostatice. Numai conform gravitovortexului putem înțelege deci coerent expansiunea planetară și, în general, mișcarea cu expansiune-contracție, deoarece numai aici „partea variabilă a constantei gravitaționale", f, reprezintă raportul dintre forța electrostatică $\mathbf{F}_v = \mathbf{F}_C$ și forța gravitațională $\mathbf{F}_N$, $f = \mathbf{F}_C/\mathbf{F}_N$: dacă f scade, atunci scade în primul rînd forța electrostatică $\mathbf{F}_C$.

Fenomenul de expansiune-contracție, ca efect al acțiunii combinate a unei forțe electrostatice și a unei forțe mecanice, revelat de gravitovortex și redat sub o formă specifică de relația (11.22), pe care o retranscriem astfel

$$\frac{e}{\sqrt{G_0 m}} = f\,[0], \tag{10.32}$$

este desigur un efect neconvențional pentru teoria gravitației și pentru fizică în general. Deși consecințele sale par — așa cum am văzut în cazul mișcării cometare — senzaționale (pentru divertisment cititorul și-ar putea imagina asemenea consecințe și în cazul mișcării intraatomice), totuși acest fenomen de expansiune-contracție nu ar trebui să pară senzațional. el are un analog simplu de laborator, cunoscut foarte bine încă de mult timp, *fenomenul piezoelectric*.

Să considerăm un cristal natural de cuarț. Axele principale ale cristalului, X, Y, Z, poartă numele respectiv de axă electrică, mecanică și optică. Dintr-un asemenea cristal poate fi tăiată o plăcuță de cuarț sub cele mai diferite unghiuri față de aceste axe. Cel mai frecvent se folosesc în tehnica ultrasunetelor plăci de secțiune numită „secțiune X" sau „secțiune Curie", tăiată perpendicular pe axa electrică X a cristalului.

Dacă o forță mecanică F acționează în sensul pozitiv al axei X, placa va suferi o *întindere* în sensul acestei axe (adică în grosime) și pe suprafața corespunzătoare va apărea o sarcină pozitivă $+e$, în timp ce pe cealaltă suprafață va apare o sarcină negativă egală $-e$. Dacă se inversează sensul forței mecanice F astfel încît în locul unei întinderi a plăcii să avem o *comprimare* a ei, sarcinile electrice pe cele două suprafețe ale plăcii se vor inversa. Este remarcabil faptul că mărimea sarcinii electrice care apare experimental în acest proces este riguros proporțională cu forța mecanică aplicată

$$e = dF,$$

unde F este forța mecanică în dyne, iar d este o constantă, care poartă numele de *modul piezoelectric* și care are valoarea $d = 6{,}4 \cdot 10^{-8}$, egală deci cu valoarea „constantei" noastre gravitaționale f, determinată la nivelul traiectoriei Pămîntului, conform relațiilor amintite mai sus. *Iată deci un fenomen de laborator foarte bine cunoscut, care revelează direct legătura dintre forțele mecanice și cele electrice, revelată și de gravitovortex la aceiași parametri cantitativi!*

Fenomenul este perfect reversibil *(efectul piezoelectric invers)*, în sensul că sub acțiunea unui cîmp electric, placa de cuarț se *dilată* sau se *contractă* mecanic, după sensul cîmpului, variația ξ a grosimii plăcii fiind direct proporțională cu tensiunea electrică aplicată

$$\xi = dE, \tag{11.34}$$

unde E este valoarea tensiunii electrice exprimată în unități electrostatice absolute, iar d are exact aceeași semnificație și exact aceeași valoare ca mai sus!

Fenomenul piezoelectric nu aparține numai cristalelor naturale de cuarț, el este destul de general. Cristalele de sare Seignette, de titanat de bariu, de dihidrofosfat de amoniu *(ADP)*, de dihidrofosfat de potasiu *(KDP)* și altele, produc un efect piezoelectric chiar mai mare decît al cuarțului. Circa 1 200 de cristale diferite studiate din acest punct de vedere în scopuri tehnice (tehnica ultrasunetelor), prezintă un astfel de efect cu diverse grade de intensitate.

În afara echivalenței dintre forțele mecanice și cele electrice, presupusă de teoria noastră. *fenomenul piezoelectric revelează direct însuși efectul de expansiune-contracție sub acțiunea acestor forțe echivalente.* De ce ar trebui oare să considerăm senzațională mișcarea cosmică cu expansiune-contracție revelată de observație și de gravitovortex cînd ea are un analog atît de banal în binecunoscutele experiențe de laborator?

Același efect remarcabil este revelat direct și de către un alt fenomen de laborator: *magnetostricțiunea.* Foarte multe metale și aliaje metalice au *proprietatea de a se contracta și dilata sub acțiunea unui cîmp magnetic.* Ca și efectul piezoelectric, fenomenul de magnetostricțiune este perfect reversibil: la comprimarea sau întinderea acestor metale apare un cîmp magnetic corespunzător.

Dintre metalele care posedă proprietăți magnetostrictive remarcabile fac parte nichelul, fierul, cobaltul și altele, precum și o serie de aliaje. Regula generală este dată de magnetostricțiunea nichelului și anume aceea că *la creșterea intensității cîmpului magnetic se observă o scurtare a dimensiunii liniare a probei și invers, o dilatare a acestei dimensiuni la scăderea intensității cîmpului.* Unele aliaje de fier și cobalt, de nichel, de fier și paladiu etc. au o magnetostricțiune cu totul remarcabilă. Nu vom detalia acum sub raport teoretic această proprietate a materiei deosebit de interesantă pentru subiectul discuției noastre, care ne permite să înțelegem într-un mod foarte intuitiv un fenomen atît de „misterios“ și de impresionant ca de exemplu expansiunea globală a planetei noastre, Pămîntul și a planetelor în general. Să reținem totuși cîteva aspecte generale interesante.

S-a stabilit că compoziția chimică a planetelor este foarte asemănătoare pentru toate cele patru planete telurice ale sistemului solar, adică pentru planetele situate în interiorul orbitei lui Jupiter. Meteoriții care cad pe Pămînt și care sînt bănuiți a fi resturile planetei dezintegrate a lui Oort, ce a circulat cîndva pe o orbită situată între Marte și Jupiter, au unii o structură chimică asemănătoare scoarței terestre (Si—Al) sau mantalei (Si—Ma), iar alții (circa $10 \div 15\%$) conțin nichel și fier (Ni—Fe) și par a fi suferit presiuni și temperaturi foarte ridicate, corespunzătoare celor existente în interiorul unei planete mari. Considerînd presiunile existente în interiorul Pămîntului, fierul și nichelul comprimate la aceste presiuni ar da tocmai densitatea pe care experimentele o revelează în nucleul acestei planete; s-a dedus de aici și din alte considerente că *nucleul Pămîntului este constituit în întregime dintr-un amestec de fier și nichel topit comprimat la presiuni uriașe* la fel ca și cel al

planetei lui Oort. *Dar acest nucleu se găsește plasat în cîmpul magnetic al Pămîntului* (rezultat, cum vom vedea în capitolul 12, din mișcarea de revoluție în jurul Soarelui); *dacă intensitatea acestui cîmp scade permanent, așa cum arată observațiile* (ca urmare a îndepărtării seculare a planetei de Soare conform gravitovortexului), *Pămîntul își va mări continuu volumul său datorită unui efect magnetostrictiv.*

Alte teorii ale interiorului planetelor (Ramsey) consideră că sub efectul presiunilor mari, materia planetei suferă schimbări succesive de stare pe măsură ce se apropie de centrul planetei. În nucleu această materie (indiferent de compoziția sa chimică inițială) capătă un caracter *metalic* pronunțat, electronii devenind liberi de legăturile lor și putînd să circule liberi. Observația arată că momentul de inerție al marilor planete este relativ mic și că deci masa lor este concentrată către centru. Hidrogenul care se observă în atmosfera acestor planete (la Jupiter, de exemplu) devine lichid la baza atmosferei și apoi solid la o adîncime de circa 1 000 km ($10^4 \div 10^5$ atmosfere). La o presiune și mai ridicată el trece în stare metalică la fel ca și heliul. Se poate astfel construi prin calcul — conform metodelor planetologiei moderne — o mare planetă compusă în întregime din hidrogen și heliu, care să prezinte proprietăți similare celor ale marilor planete din sistemul nostru solar. *Starea metalică a nucleului tuturor acestor planete mari face plauzibilă analogia dintre fenomenul de expansiune planetară și fenomenul magnetostrictiv.*

Desigur fenomenele piezoelectric și magnetostrictiv reprezintă numai *corespondențe și analogii de laborator* ale grandioaselor fenomene de expansiune planetară. În capitolul următor al lucrării noastre vom analiza în mod concret mecanismele fizice reale conform cărora o astfel de expansiune planetară (și alte fenomene asociate) pot avea efectiv loc.

În încheierea acestei secțiuni să discutăm pe scurt în termenii teoriei moderne a cîmpurilor principalele caracteristici ale forțelor gravitovortex. Se cunosc în prezent patru tipuri de interacțiuni — considerate fundamentale — între particulele materiale: interacțiunea nucleară, interacțiunea electromagnetică, interacțiunea din dezintegrarea beta și gravitația. Fiecăreia dintre aceste patru interacțiuni i-a fost asociat cîte un cîmp specific descris de teoria cuantică a cîmpului. De fapt această teorie modernă a fost elaborată în mod detaliat doar pentru cîmpul electromagnetic (în paragrafele următoare vom urmări etapele principale ale acestui proces de elaborare) rezultatele sale fiind extinse într-o formă sau alta și la celelalte categorii de cîmpuri.

Într-adevăr, o teorie cuantică a cîmpului gravitațional nu a fost încă elaborată [85]. Legea cuplajului dezintegrării beta (care face ca neutronul să se dezintegreze în proton, electron și neutrino, relativ încet) este doar parțial cunoscută [85], iar legea așa-numitei interacțiuni nucleare este complet necunoscută, deși există un număr de reguli cunoscute, cum ar fi aceea că numărul de barioni nu se modifică în nici o reacție [85].

Interacțiunile electromagentice există, de exemplu, între două particule încărcate electric. Este cunoscut încă din electrodinamica clasică că o asemenea interacțiune este transportată de cîmpul electromagnetic. După teoria cuantică actuală, fiecărui cîmp îi corespunde o particulă, care este tocmai *cuanta* cîmpului respectiv și invers, particulelor elementare li se pot asocia cîmpurile cuantice corespunzătoare. Astfel, cuanta cîmpului electromagnetic este tocmai *fotonul*, iar particulelor încărcate, de exemplu electronilor (pozitronilor), le va corespunde cîmpul electrono-pozitronic. Deci interacțiunea electromagnetică dintre sarcini este, poate fi interpretată, ca interacțiunea dintre două cîmpuri, cîmpul electrono-pozitronic și cîmpul electromagnetic.

Mecanismul cuantic al interacțiunii se prezintă atunci în felul următor: particulele încărcate emit, respectiv absorb, cuante γ (fotoni), care mijlocesc astfel interacțiunea dintre ele. Interacțiunile electromagnetice corespund, de exemplu, forțelor coulombiene, avînd teoretic raza de acțiune nelimitată (interacțiune *long-range*). Interacțiunile *long-range* sînt produse de cîmpuri care în limbajul teoriei cuantice reprezintă particule cu masă de repaus zero (de exemplu fotonul); aceste cîmpuri pot fi bozonice sau fermionice după cum sînt asociate cu particule de spin 1 (fotoni) sau 1/2 (neutrini). Cîmpul electromagnetic este un cîmp vectorial, dar pot fi imaginate și cîmpuri tensoriale (cîmpul gravitațional în interpretarea relativistă) sau cîmpuri scalare (cîmpul „suplimentar" din teoria scalar-tensorială Brans-Dicke).

Un parametru caracteristic teoriei cuantice a cîmpurilor îl constituie *constanta de cuplaj* sau constanta de interacțiune, care măsoară *tăria relativă* a interacțiunilor și permite pe această cale departajarea diferitelor interacțiuni după natura lor. Pentru interacțiunea electromagnetică constanta de cuplaj (care este chiar constanta structurii fine) are valoarea

$$\frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137} \sim 10^{-2}, \tag{11.35}$$

unde e este sarcina elementară, $\hbar = h/2\pi$, $h = 6{,}625 \cdot 10^{-34}$ J.s este constanta lui Planck, iar c este viteza luminii.

Constanta de cuplaj a interacțiunilor tari sau nucleare este

$$\frac{g^2}{\hbar c} = 15, \tag{11.36}$$

unde, *prin analogie* cu sarcina electrică elementară e, s-a definit o „sarcină nucleară" sau sarcină mezonică, g. Pentru interacțiunile slabe, care se manifestă la dezintegrările beta, dar și la dezintegrarea altor particule (se mai numesc și interacțiuni de dezintegrare), problema cîmpului intermediar care ar mijloci interacțiunea, deci și a cuantei respective, este o problemă nerezolvată. *Se presupune că acest cîmp ar fi un cîmp vectorial, asemănător cu cîmpul electromagnetic* și, prin urmare, particula elementară corespunzătoare ar fi un „boson vectorial intermediar". Constanta lor de cuplaj este de ordinul $10^{-10} - 10^{-11}$.

O problemă delicată din acest punct de vedere o constituie interacțiunea gravitațională dintre mase, mijlocită de cîmpul gravitațional, deoarece o teorie cuantică a gravitației nu a fost încă elaborată. S-a imaginat totuși o cuantă caracteristică acestui cîmp, *gravitonul*, care ar avea masa de repaus zero și spinul 2. Deoarece raportul dintre atracția gravitațională și respingerea electrică dintre doi electroni este egală aproximativ cu 10^{-40} și dacă definim o „sarcină gravitațională" e^0 prin analogie cu sarcina electrică e, atunci din (11.35) am putea determina constanta de cuplaj a interacțiunii gravitaționale

$$\frac{(e^0)^2}{\hbar c} \sim 10^{-40}. \tag{11.37}$$

Dacă cititorul ar dori să se documenteze mai aprofundat în ceea ce privește constanta de cuplaj a interacțiunilor gravitaționale, ar constata cu ușurință că a intrat într-un domeniu cît se poate de ambiguu și incoerent. Desigur nimeni nu contestă faptul că raportul dintre tăria forțelor electrice și cele gravitaționale, adică tăria lor relativă, este de aproximativ 10^{40}, această convingere are la bază de fapt niște coincidențe numerice despre care noi am discutat deja, dar cum se poate ajunge în mod explicit și coerent la această

valoare? În exemplul de mai sus am considerat interacțiunea dintre doi electroni, dar dacă considerăm interacțiunea dintre doi protoni sau dintre doi hiperoni care au mase de aproape 3 000 de ori mai mari decît electronul, atunci constanta de cuplaj, respectiv tăria sa relativă, are cu totul altă valoare decît cea dată de (10.37).

Ar rezulta de aici că nu există de fapt un singur fel de interacțiune gravitațională, ci atîtea feluri cîte particule elementare sînt (și sînt foarte multe!), fiecare caracterizată de propria valoare a constantei de cuplaj, care diferă între ele cu cîteva ordine de mărime, adică cu mult mai multe decît diferă între ele constantele de cuplaj ale interacțiunilor nucleară și electromagnetică! Corespunzător acestei stări de fapt putem găsi în diverse lucrări de specialitate valori foarte diferite pentru raportul (11.37), care se înscriu între limitele 10^{-48} [213] și 10^{-40} [108]!

După părerea noastră singurul mod de a ajunge în mod coerent la valoarea 10^{-40}, adică la tăria relativă a interacțiunilor electrică și gravitațională, este acela de a considera *raportul constantelor lor caracteristice* θ_g *și* G_0, ambele deduse din mișcarea produsă de aceste interacțiuni. Așa cum am văzut, mărimea θ_g este practic aceeași la nivelul particulelor elementare, al sistemului solar și al galaxiilor, ea nu măsoară intensitatea unui cîmp dat, ci reprezintă o caracteristică intrinsecă a cîmpului, legată direct de „natura" sa, la fel ca și constanta G_0. Pe această bază coerentă noi am identificat natura electrică a forței suplimentare a gravitovortexului.

Desigur natura diferită a cîmpurilor electromagnetic și gravitațional nu trebuie considerată neapărat un *fait accompli* al naturii, ea este doar rezultatul interpretărilor noastre actuale a fenomenelor respective conform teoriilor de care dispunem și care sînt departe de a fi perfecte. Așa cum am mai spus, credința secretă a marilor creatori ai fizicii a fost dintotdeauna aceea că gravitația și electricitatea sînt mult mai strîns legate decît se crede de obicei și au fost făcute multe încercări de a le unifica; așa-zisa teorie unificată a cîmpului, realizată de Einstein, este o foarte elegantă încercare de a combina gravitația cu electricitatea.

Orice încercare de unificare nu poate pleca evident decît de la constatarea actuală că cele două interacțiuni reprezintă entități distincte. Ea trebuie să găsească o punte de legătură, fizică sau formală, între aceste entități distincte și pe această bază să stabilească apoi nu numai similaritățile de comportament, dar și legăturile cauzale specifice care determină aceste similarități, adică pînă la urmă explicațiile fizice concrete ale acestui proces de unificare. Se înțelege simplu că toate consecințele rezultate dintr-o astfel de încercare de unificare trebuie să fie în acord cu toate datele experimentale specifice de care se dispune, deoarece, după cum spune Feynman, *singurul test al validității oricărei idei este experiența.*

O punte de legătură între gravitație și electricitate o constituie forța suplimentară oferită de gravitovortex: ea este o forță gravitațională, dedusă, ca și forța gravitațională a lui Newton, din mișcarea observată a planetelor, dar ea este în același timp o forță de natură electrică. Dubla calitate a forței gravitovortex este descrisă direct și explicit de relația (11.21), care este bine verificată de datele de observație (cap. 12) și care spune între altele că o masă oarecare, *m*, aflată în mișcare de rotație trebuie să producă — conform legilor electromagnetismului — aceleași efecte magnetice ca și sarcina electrică, *e*; tocmai pe această bază gravitațională și electrică în același timp vom explica — la parametrii calitativi și cantitativi observați — cîmpul magnetic terestru (§ 12.3), ca și cîmpurile magnetice observate ale celorlalte planete,

al Soarelui și al oricăror altor stele. Interacțiunea suplimentară gravitovortex se dovedește astfel a fi efectiv de origine electrică, manifestările sale satisfăcînd integral cele mai importante dintre legile electromagnetismului.

În discuția noastră anterioară noi am oferit deja și explicația cauzală a acestei similarități de comportament: interacțiunea suplimentară gravitovortex apare ca urmare a diferenței de sarcină electrică dintre particulele elementare cauzate de diferența de masă dintre aceste particule conform cu aceeași relație (11.21). Fără a intra acum și în alte detalii, putem considera natura electrică a acestei interacțiuni suplimentare ... gravitaționale, ca fiind pe deplin stabilită.

În § 9.2 am demonstrat că putem îngloba forța suplimentară gravitovortex în expresia forței gravitaționale newtoniene astfel

$$F_N = G_0 \frac{Mm}{r^2} \rightarrow F_N = G \frac{Mm}{r^2}, \tag{11.38}$$

caz în care

$$G = G_0 (1 + f) \tag{11.39}$$

devine variabil conform relației

$$Gr\rho' = \text{const.} \tag{11.40}$$

Expresia (11.38) a forței F_N este, după cum știm, absolut echivalentă cu relația (11.1) a forței „totale" a gravitovortexului și tocmai pe această bază am putut urmări în bune condiții *mișcarea* diverselor corpuri în sistemul nostru solar.

Dacă o asemenea echivalență s-ar fi constatat în cazul unor fenomene statice, ea nu ar fi avut nimic surprinzător, deoarece expresia forței electrice coulombiene și expresia forțelor gravitaționale sînt absolut similare în acest caz. *Noi am constatat însă, ca urmare a generalizării sistemelor de referință inerțiale, că această echivalență se păstrează și în condiții de mișcare, oricare ar fi această mișcare. În aceste condiții echivalența amintită nu ne poate conduce decît la concluzia că forța gravitațională și forța electrică au efectiv aceeași natură.*

Același lucru rezultă și din interpretarea conform teoriei cuantice a cîmpului a „sarcinii gravitaționale" e^0 (10.37). Dacă considerăm ca definiție naturală a acestei sarcini relația (11.21), rezultă următoarea expresie a constantei de cuplaj pentru interacțiunea suplimentară a gravitovortexului

$$\frac{(e^0)^2}{\hbar c} = \frac{(\sqrt{G}m)^2}{\hbar c} = \frac{Gm^2}{\hbar c}. \tag{11.41}$$

Este interesant și semnificativ să observăm că în cele mai multe din lucrările de specialitate [60, 108] constanta de cuplaj a interacțiunii gravitaționale este scrisă exact sub forma (11.41), respectiv

$$\frac{Gm_p}{\hbar c} \sim 10^{40}, \tag{11.42}$$

unde m_p este masa unei particule intermediare. De aici rezultă o confirmare *de jure* a relației noastre (11.21) — conform cu definiția constantei de cuplaj — și implicit o atestare a concluziei anterioare privind natura identică a celor două componente F_N și F_v ale gravitovortexului — conform cu valoarea raportului (11.42); această valoare dovedește că forța F_v este tot atît de ... gravitațională cît și forța F_N.

Natura forței gravitaționale a rămas o problemă deschisă, așa cum a lăsat-o Newton, care își încheie monumentala sa lucrare *Principia* cu următoarele fraze:

„Pînă acum am expus fenomenele cerurilor și ale mării noastre, dar încă nu am dat cauza gravitației. Această forță se naște dintr-un spirit (cauză *n.n.*) oarecare ce pătrunde pînă în centrul Soarelui și al planetelor ... Dar pînă acum nu am putut încă afla cauza acestor proprietăți ale gravitației și nu imaginez ipoteze *(hypotheses non fingo!)* ... deoarece nici nu avem material experimental suficient prin care trebuie determinate precis și arătate legile acțiunilor acestui spirit".

Identificarea naturii forței gravitaționale cu cea a forței electrice, către care conduce dezvoltarea consecințelor gravitovortexului și datele experimentale, nu numai că nu constituie un fapt senzațional, dar nu constituie nici măcar un fapt nou. Pe măsura acumulării de materiale experimentale, oamenii de știință au căpătat posibilitatea de a încerca explicarea cauzelor gravitației. O direcție majoră în acest sens o constituie încercarea de a explica forțele gravitaționale ca un rezultat al forțelor electrice, mai concret ca un rezultat al diferenței de sarcină dintre diferitele particule elementare [108].

În § 4.2 am văzut cum Lorentz a reușit să elimine formal forța „suplimentară" care-i poartă numele și să obțină o descriere completă (în sistemele inerțiale galileiene) a fenomenelor electromagnetice, numai din considerarea forței coulombiene, perfect analoagă legii lui Newton. El a întrevăzut astfel posibilitatea de a unifica imediat natura celor două interacțiuni și a realizat efectiv o încercare de mari proporții în acest sens. În mod concret Lorentz consideră că forțele gravitaționale sînt datorate unei ușoare diferențe între forța de respingere dintre două particule cu sarcini de același semn și forța de atracție dintre două particule cu sarcini de aceeași mărime, dar de semne contrarii.

În același sens al identificării naturii celor două forțe fundamentale au fost formulate permanent, de la Lorentz și pînă în zilele noastre, multe opinii și au fost aduse multe argumente experimentale. Între 1900 și 1908 N. Sutherland a elaborat o serie de lucrări [205] în care demonstrează că *cîmpul gravitațional trebuie să acționeze conform teoriei electromagnetice a lui Lorentz*. La aceeași concluzie ajunge Schuster în 1912 [194]. Argumente specifice și puncte de vedere similare sînt exprimate în lucrările deja citate ale lui H. A. Wilson (1923), H. Angenheister (1925) și P. M. S. Blackett (1947—1956). Mai pot fi citate încă multe alte lucrări dedicate aceluiași scop de a evidenția natura electrică a forțelor gravitaționale, printre altele întreaga serie de lucrări ale lui W.F.G. Swann [207] elaborate în perioada 1927—1961, lucrările lui D.W. Sciama [196, 197], V.C.A. Ferraro [84] ș.a.

Într-o astfel de companie ilustră concluzia naturii electrice a forței gravitaționale, rezultată conform gravitovortexului, nu pare nouă, dar nici lipsită de rațiuni teoretice și experimentale. Asemenea rațiuni vor fi pe larg analizate în continuarea lucrări de față, deși această lucrare nu și-a propus ca scop să explice „adevărata" cauză a gravitației, ci doar să încerce lărgirea sferei de cuprindere a actualei teorii a gravitației, conform cu noile posibilități oferite de gravitovortex.

Să scriem din nou relația care exprimă ceea ce am numit sarcina de interacțiune

$$e = f\sqrt{G_0}m. \tag{11.43}$$

În referenţialul de repaus (vortexinerţial) avem $f = 1$ şi obţinem aici ceea ce am numit sarcina intrinsecă sau sarcina de repaus

$$e_0 = \sqrt{G_0}m. \tag{11.44}$$

Forţa electrică gravitovortex dintre două sarcini e_1 şi e_2 de mase m_1 şi m_2. situate una faţă de cealaltă la distanţa r, va fi dată de legea lui Coulomb

$$F = \frac{e_1 e_2}{r^2} = G_0 \frac{m_1 m_2}{r^2}, \tag{11.45}$$

adică va fi identică cu forţa gravitaţională dată de legea lui Newton.

Mişcarea relativă a maselor m_1 şi m_2 este apreciată în gravitovortex prin mărimea f, care poate lua toate valorile $0 \leqslant f \leqslant 1$. Existenţa unei astfel de mişcări provoacă automat interacţiunea suplimentară cunoscută

$$F_v = fF_N = fG_0 \frac{m_1 m_2}{r^2} \tag{11.46}$$

sau, ţinînd cont de (11.45),

$$F_v = f \frac{G_0 m_1 m_2}{r^2} = f \frac{e_1 e_2}{r^2}. \tag{11.47}$$

Putem deci scrie forţa gravitovortex

$$F = F_N + F_v = G_0 \frac{m_1 m_2}{r^2}(1 + f), \tag{11.48}$$

sub forma echivalentă

$$F = \frac{e_1 e_2}{r^2}(1 + f) \tag{11.49}$$

şi putem utiliza această ultimă relaţie în locul vechii expresii a forţei totale gravitovortex pentru a urmări, conform legilor electromagnetismului, atît mişcarea gravitovortex a planetelor în jurul Soarelui şi mişcarea în jurul axelor proprii a acestor aştri, cît şi cuplajul introdus de aceste două mişcări. În felul acesta căpătăm pentru teoria gravitaţiei posibilităţi suplimentare pentru a putea descrie şi explica mişcarea reală, observată, a corpurilor cereşti.

Identificarea forţei gravitaţionale dată de (11.48) cu forţa electrică (11.49) nu este în nici un caz pur formală, deoarece în cele ce urmează (cap. 12) nu va fi vorba de simple speculaţii matematice, ci de interpretarea cantitativă şi calitativă a unor mişcări foarte precis cunoscute. Ea impune gravitovortexului *exigenţe noi*, atît din punct de vedere formal (acesta trebuie să satisfacă legile electromagnetismului), cît şi din punct de vedere fizic, în sensul că mărimile utilizate în calcule (ca de exemplu sarcina electrică intrinsecă a Pămîntului) ca şi cele rezultate din calcul (de exemplu, momentele magnetice ale maselor aflate în rotaţie, momentul magnetic al planetei Pămînt şi cîmpul magnetic variabil corespunzător), trebuie să fie în cel mai perfect acord cu mărimile efectiv observate.

Posibilitatea obţinerii unui astfel de acord între rezultatele de calcul conform gravitovortexului şi datele de observaţie din asemenea *domenii specifice* ale fizicii (geofizică, astrofizică etc.), complet inaccesibile teoriei

actuale a gravitației, va oferi — sperăm — cea mai concludentă dintre dovezile privind gradul de generalizare mai înalt și în general superioritatea teoriei pe care o elaborăm aici, în raport cu teoria actuală a gravitației.

Desigur gravitovortexul nu înseamnează pur și simplu aplicarea teoriei electricității în domeniul gravitației. În discuția noastră anterioară noi am analizat pe larg care sînt legile și efectele specifice presupuse de gravitovortex și am constatat că acestea sînt în multe cazuri legi și efecte necunoscute fizicii teoretice actuale, deci nici teoriei electromagnetismului (de exemplu, mișcarea cu expansiune-contracție, dar și multe altele). Formalismul matematic actual al unei bune părți din teoria electromagnetismului a fost elaborat — în cadrul conceptual al unor sisteme de referință particulare (sisteme inerțiale galileiene), în timp ce gravitovortexul operează în cadrul conceptual al unor sisteme de referință generalizate (sisteme vortex-inerțiale).

Însăși forța suplimentară de natură electrică presupusă de gravitovortex este ignorată de teoria electricității, deși ea este, după cum am văzut, o forță reală, fundamentală, a naturii.

Toate acestea ne îndreptățesc să credem că gravitovortexul poate aduce o contribuție semnificativă nu numai în domeniul teoriei gravitației, dar și în cel al electricității. O asemenea contribuție ar fi utilă și necesară, deoarece teoria electricității deși a fost scutită de incertitudinile și disputele mai mult sau mai puțin filosofice care au marcat teoria gravitației la sfîrșitul secolului trecut, a trebuit să facă față totuși unor numeroase stări de criză determinate de noile rezultate ale unor experimente din ce în ce mai precise și mai specifice, care au impus adesea reevaluări majore ale vechilor reprezentări și elaborarea a fel de fel de mecanisme specifice inventate special pentru „salvarea fenomenelor".

Acumulînd în ritm alert asemenea mecanisme specifice salvatoare, care cu timpul au constituit un eșafodaj pestriț și în mare măsură incoerent, teoria electricității a ajuns curînd într-un adevărat impas. Ieșirea din acest impas s-a făcut pe o cale pe cît de originală, pe atît de semnificativă: *s-a renunțat anume la orice explicare cauzală, figurativă, a fenomenelor, creîndu-se un formalism matematic detașat de orice reprezentare fizică concretă, care operează la scară largă cu metodele statistice și probabilistice.* Această direcție modernă de dezvoltare a teoriei electricității a ajuns în zilele noastre într-un nou impas major, fiind net depășită de rezultatele *experimentale* de neinterpretat din domeniul particulelor elementare.

Cu regretul de a nu putea urmări în detaliu interesanta evoluție a cunoștințelor noastre asupra electricității, evoluție marcată într-un mod izbitor de exact aceleași probleme practice ca și cea privind cunoștințele despre gravitație, vom analiza în paragrafele următoare numai cîteva etape semnificative din acest punct de vedere. Scopul unei astfel de incursiuni în domeniul teoriei electricității nu îl constitue acela de a reabilita într-un fel sau altul vechile modele ale acestei teorii (ca de exemplu atomul lui Bohr), ci doar acela de a arăta că de-a lungul întregii evoluții a acestei științe, datele experimentale au pus în evidență în mod direct forța suplimentară presupusă de gravitovortex, forță pe care teoria o ignoră și astăzi. În mod specific această incursiune ne va permite să punem în evidență cea mai concludentă dovadă experimentală privind valabilitatea procedeului prin care noi am obținut generalizarea deplină a sistemelor inerțiale (sisteme vortex-inerțiale).

11.2. ACELEAŞI CAUZE, ACELEAŞI EFECTE

Sîntem în anul de graţie 1771. Pentru regele George al III-lea al Angliei şi miniştrii săi, la ordinea zilei se aflau gravele probleme ridicate de răzmeriţa care izbucnise în „coloniile" americane, răzmeriţă sprijinită intens de Franţa. Pentru oamenii de ştiinţă de pretutindeni la ordinea zilei se aflau problemele legate de stabilirea legii forţelor dintre sarcinile electrice, care ar fi permis să se pună bazele cantitative ale ştiinţei electricităţii, domeniu în care „colonistul" Benjamin Franklin obţinuse efecte deja spectaculoase (paratrăsnetul). Legea inversului pătratului distanţei plutea efectiv în aer; ea fusese deja sugerată în lucrările lui Aepinus şi Priestley. Englezul H. Cavendish porneşte de la teoria lui Aepinus: el ia în consideraţie diferitele legi posibile ale interacţiunii electrice invers proporţionale cu distanţa la puterea n şi arată că n trebuie să fie inferior lui 3. Apoi, ca şi Priestley, el presupune $n = 2$ şi deduce consecinţele matematice ale acestei ipoteze: acţiune nulă în interiorul unei sfere conducătoare electrizate. În jurul anului 1774, în plin război anglo-american, Cavendish obţine dovada experimentală a justeţii ipotezei sale, cu o precizie de $1/10^7$. Zece ani mai tîrziu (1784), adică la un an după pacea de la Versailles, care recunoştea independenţa Statelor Unite ale Americii, francezul Charles Coulomb măsoară direct forţa exercitată între două bile încărcate electric cu ajutorul cunoscutei sale balanţe de torsiune, stabilind legea care-i poartă numele,

$$F = \frac{e_1 e_2}{r^2} = e_2 E, \tag{11.50}$$

unde e_1 şi e_2 sînt sarcinile electrice ale celor două bile şi E cîmpul electric produs de sarcina e_1; este o lege identică cu legea gravitaţiei a lui Newton, care i-a fost dealtfel un prototip.

Cu enunţarea acestei legi fundamentale, cunoştinţele despre electricitate s-au constituit în ştiinţă; pe baza ei s-a putut da definiţia cantităţii de electricitate şi să se stabilească un sistem de unităţi de măsură adecvat. Teoria potenţialului, dezvoltată mai întîi pentru gravitaţie de Laplace-Poisson, a fost extinsă imediat şi asupra acestui nou domeniu al ştiinţei, în special de Green şi Gauss, devenind apoi un model pentru multe alte capitole ale fizicii matematice. În felul acesta, cele două discipline ştiinţifice, în prezent atît de diferite, gravitaţia şi electricitatea, au avut de la început aceeaşi structură matematică, care reflectă probabil o structură a fenomenelor fizice corespondente, analogă.

Spre deosebire de cazul legii absolut similare a lui Newton, experienţa a dovedit însă destul de repede că legea lui Coulomb nu este valabilă decît între sarcini aflate în repaus şi că atunci cînd acestea se mişcă apar efecte „suplimentare". În concepţia noastră descoperirea acestor efecte în laborator a fost posibilă numai datorită faptului că forţele electrice sînt foarte puternice, cu mult mai puternice decît cele gravitaţionale. Cum se întîmplă de obicei în fizică, o astfel de descoperire, care a separat — în perspectivă istorică — teoria electricităţii de cea a gravitaţiei, nu s-a făcut pe o cale directă; înţelegerea corectă şi precizarea cantitativă a acestei descoperiri au necesitat mai bine de o sută de ani de eforturi continue. Să remarcăm faptul că deoarece interacţiunea gravitaţională este extrem de slabă, descoperirea directă a unor eventuale „efecte suplimentare" asemănătoare celor electromagnetice (dacă ele există) nu ar putea fi făcută decît — cel mult — cu ajutorul tehnicii de experimentare a zilelor noastre.

Observațiile cu totul accidentale ale lui Galvani (1792) asupra contracției picioarelor de broască în vecinătatea unor descărcări electrice, i-au condus pe Volta (1800) la construcția pilei voltaice, acest prototip al elementelor galvanice, care putea furniza curenți electrici, adică electricitate în mișcare. Descoperirea efectelor „suplimentare" revelate de electricitatea dinamică reprezintă efectiv o discontinuitate în istoria științei, o revoluție, ale cărei consecințe concrete sînt întruchipate de realizările actuale ale industriei bazate pe energia electrică.

Revelarea cîmpului magnetic existent în jurul unui curent electric a fost făcută de Oersted (1821), care a observat devierea unui ac magnetic la trecerea curentului galvanic printr-un conductor. În același an Biot și Savart au găsit legea cantitativă a acestui fenomen, care a fost formulată de Laplace: „Un element de curent, adică un element de fir ds, parcurs de un curent i, exercită asupra unui pol nord, egal cu unitatea și situat la o distanță r, o forță dH perpendiculară pe planul trecînd prin pol și prin elementul ds (planul **r**, ds), a cărei valoare este

$$\mathrm{d}H = (i\mathrm{d}s \sin \theta)/r^2, \tag{11.51}$$

unde θ este unghiul dintre cei doi vectori **r** și ds. Această forță (sau cîmp magnetic elementar) este orientată spre stînga „observatorului lui Ampère" culcat pe ds în sensul curentului i și privind spre respectivul pol".

Un fapt curios: această forță elementară (capabilă să deplaseze acul magnetic) nu este orientată după dreapta care unește polul cu elementul, ci este o „acțiune transversală". S-a observat curînd că un pol magnetic trebuie să acționeze și el asupra unui element de curent și că, prin urmare, un arc voltaic trebuie să fie deviat de un magnet, fenomen verificat în 1821 de Davy. Această acțiune era și ea perpendiculară pe cea pe care ar suferi-o un pol de magnet, adică pe ceea ce numim astăzi cîmpul magnetic (sau inducția magnetică). Deci și ea era o „forță transversală".

„În aer, un cîmp magnetic **H** (sau o forță care ar acționa asupra unui pol nord egal cu unitatea) exercită, asupra unui element de curent i ds, care formează un unghi θ cu **H**, forța d**F**, perpendiculară pe planul celor doi vectori **H** și ds, forță a cărei valoare absolută este

$$\mathrm{d}F = Hi\mathrm{d}s \sin \theta, \tag{11.52}$$

fiind orientată spre stînga observatorului lui Ampère care privește după direcția și sensul cîmpului".

Această forță suplimentară cu „acțiune transversală" este, după cum putem ușor constata, complet analoagă componentei $\mathbf{F}_\theta$ a cîmpului gravitovortex; după cum se vede, în electromagnetism lipsește încă o forță analoagă cu cealaltă componentă gravitovortex, $\mathbf{F}_r$. Oricum, existența acestei singure acțiuni elementare „transversale" a produs o mare uimire printre fizicieni, deoarece principiul acțiunii și reacțiunii părea contrazis. Ampère a rezolvat această contradicție făcînd ipoteza că magnetul propriu-zis reprezintă însumarea efectelor magnetice ale unor curenți electrici *moleculari* și că deci interacțiunea dintre un curent și un magnet este echivalentă cu interacțiunea dintre doi curenți, care este o forță radială. În felul acesta regăsim indirect și analogul componentei $\mathbf{F}_v$ a gravitovortexului.

Ideile noastre asupra magnetismului nu s-au mai schimbat în esență de atunci. Dar cu toate că această imagine a curenților moleculari părea că reușise să satisfacă chiar și pe cei care cunoșteau bine principiile termodinamicii, peste un secol, P. Ehrenfest observă că aceste mișcări moleculare ordo-

nate sînt incompatibile cu mecanica statistică clasică și că ele nu pot exista și nu se pot menține decît pentru că există cuantele. Să așteptăm deci un eventual răspuns asupra existenței unei eventuale forțe „suplimentare“ complet analoagă componentei gravitovortex $\mathbf{F}_v$, din discuția noastră asupra mecanicii cuantice și asupra mișcării particulelor elementare, mișcare controlată în exclusivitate de această mecanică modernă, care s-a substituit de mult celei newtoniene. Pînă atunci să mai rămînem un timp în domeniul electrodinamicii clasice, nu fără a remarca însă schița cadrului conceptual general în limitele căreia avea să evolueze în primă instanță teoria electricității în ceea ce privește interacțiunea dintre două sarcini electrice în mișcare: o forță radială „statică“, dată de legea lui Coulomb, perfect similară legii lui Newton, și două forțe „suplimentare“, dintre care una „transversală“ dată de legea Biot-Savart, iar cealaltă „radială“ conform cu explicația lui Ampère. O astfel de schiță cadru este absolut analoagă cu cea a gravitovortexului.

În anul 1831 M. Faraday a dovedit legătura care există între electricitate și magnetism, descoperind inducția electromagnetică și legile sale; dacă la trecerea unui curent electric printr-un conductor se produce magnetism, mișcarea unui magnet în apropierea unui conductor va provoca apariția unui curent (mai exact a unei forțe electromotoare). Curentul **i**, cîmpul magnetic **H** și distanța **r** dintre curent și un punct oarecare al cîmpului sînt reciproc perpendiculare două cîte două (figura 98), formînd un sistem de coordonate rectangular, natural; acțiunile electrodinamice se produc deci efectiv într-un spațiu euclidian căruia acest sistem îi este caracteristic.

Lucrările lui Faraday au pus în evidență complet, calitativ și cantitativ, principiul relativității mișcării: efectele obținute sînt aceleași, fie că se mișcă conductorul în cîmpul magnetului, fie că se mișcă magnetul și conductorul rămîne imobil. Această relativitate revelată de experiență este cu mult mai generală decît cea permisă de principiul relativității speciale al lui Einstein (§ 4.3), care se referă numai la mișcarea rectilinie și uniformă.

Legile lui Faraday au constituit baza teoriei electromagnetismului (1862) și a teoriei electromagnetice a luminii (1865), elaborate de C. Maxwell. Cu acestea fundamentele fizice ale actualei teorii a electricității erau complete. La fel cum după Newton a urmat o epocă de constituire matematică a mecanicii, tot astfel a început, după Maxwell, o epocă de prelucrare matematică a teoriei maxwelliene. Enumerarea tuturor cercetărilor care au contribuit la elaborarea pînă în detaliu, din punct de vedere matematic, a teoriei electromagnetismului, ar depăși cu mult cadrul în care ne menținem aici.

Experiența a arătat deci că legea lui Coulomb nu este valabilă decît între sarcini care se află în repaus. Dacă aceste sarcini se mișcă, atunci această lege trebuie corectată și corecția reprezintă, evident, un efect de referențial, care fizic se traduce printr-un efect magnetic. Într-adevăr, dacă două sarcini electrice se mișcă în spațiu paralel și uniform, ele se vor comporta ca doi

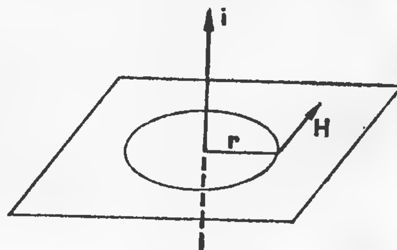


Fig. 98. Un curent electric **i** este înconjurat de un cîmp magnetic **H** a cărui direcție este perpendiculară pe **i** și pe raza vectoare **r**: un adevărat sistem rectangular natural caracteristic spațiului euclidian.

curenți și vor avea un cîmp magnetic asociat cu ele, care poate fi pus în evidență, experimental, de un ac magnetic ca în experimentul lui Oersted. Pentru un observator care participă la mișcarea sarcinilor, acestea vor apărea însă absolut imobile și între ele se va exercita numai un cîmp electric dat de legea lui Coulomb; într-un astfel de referențial în mișcare, cîmpul magnetic nu există pur și simplu. Cîmpul magnetic este efectiv un rezultat al relativității mișcării, iar inducția dovedește deplina echivalență a mișcărilor: electromagnetismul satisface deci integral cerințele principiului lui Mach, spre deosebire de teoriile actuale ale gravitației, care ignoră complet existența unui astfel de „cîmp magnetic".

Și totuși cum trebuie corectată legea lui Coulomb pentru ca ea să exprime corect interacțiunea dintre două sarcini electrice care se mișcă oricum? Din însăși definiția curentului avem în ecuația (11.51) că $ids = ev$, unde v este viteza de care este animată sarcina e, și această ecuație poate fi scrisă în notație vectorială astfel

$$\mathbf{H} = e\frac{\mathbf{v} \times \mathbf{r}}{r^3} = \mathbf{v} \times \mathbf{D}; \qquad (11.53)$$

D reprezintă aici deplasarea, produsă conform legii lui Coulomb, la distanța **r** de către sarcina e. Dacă suprapunem acum peste cîmpul magnetic **H** un cîmp electric **E**, dat de (11.50), vom putea scrie

$$\mathbf{F} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{H}). \qquad (11.54)$$

Aceasta este așa-numita forță Lorentz, adică forța ce acționează asupra unei sarcini oarecare e, *indiferent cîte alte sarcini există în univers* sau cum se mișcă acestea; ea depinde doar de poziția sarcinii respective, de viteza sarcinii și de cantitatea de sarcină. Primul termen reprezintă forța cu care cîmpul electric acționează direct asupra sarcinii e; ea nu depinde de mișcarea sarcinii și este dirijată după direcția cîmpului **E**, conform legii lui Coulomb. Al doilea termen este forța exercitată de cîmpul magnetic asupra aceleiași sarcini e; ea este proporțională cu viteza sarcinii și este perpendiculară pe această viteză și pe cîmpul magnetic **H**. În cazul unei mișcări circulare cu viteza **v** în jurul unui centru de forță, acest al doilea termen va reprezenta evident o forță „suplimentară" *radială*. Legea (11.54) este cea mai largă generalizare a legii lui Coulomb și, după cum se vede, spațiul euclidian se dovedește suficient pentru a „suporta" o astfel de generalizare.

Lucrul important este că forțele electrice datorate tuturor celorlalte sarcini din univers pot fi exprimate dîndu-se numai acești doi vectori, **E** și **B**. Valorile lor depind de poziția în care se află sarcina și pot să se schimbe în timp. Am văzut în paragraful 4.2 cum se modifică aceste mărimi atunci cînd sarcina se află în mișcare rectilinie și uniformă și modul în care Lorentz a dedus din acestea grupul de transformări care-i poartă numele, transformări preluate *ad litteram* și justificate în teoria relativității restrînse, prin generalizarea lor la mișcarea corpurilor *neutre* din punct de vedere electric. Această generalizare relativistă relevează din nou posibilitatea existenței unei legături directe între electricitate și gravitație, de data aceasta și în domeniul fenomenelor dinamice, legătură pe care noi am stabilit-o deja explicit.

Un alt aspect interesant al acestei posibile legături. În 1897 J. J. Thomson a descoperit electronul și a făcut o primă determinare a raportului e/m dintre sarcina și masa acestuia, valoare care a fost precizată în următorii ani. El a observat că o sarcină electrică are o *inerție datorită cîmpului electromagnetic* pe care ea însăși îl produce și a reușit să calculeze pe această bază *„masa*

electromagnetică" a unei sfere încărcate: s-a dovedit că această masă variază cu viteza, în timp ce teoria clasică considera masa („mecanică") constantă. În aceeași perioadă J. Larmor considera *„posibilitatea ca masa oricărui corp material să nu fie altceva decît masă electromagnetică"*. În 1901 W. Kaufman a măsurat raportul e/m pentru electronii cu viteze mari, emiși de bromura de radiu și *a observat o variație a masei cu viteza, suficient de mare pentru a deduce că cea mai mare parte a masei electronului este de origine electromagnetică.* În 1903 M. Abraham a precizat calculele lui J. J. Thomson și a putut să deducă ușor valoarea masei electromagnetice a electronului și să arate că ea crește cu viteza, devenind infinită cînd această viteză se apropie de cea a luminii. În sfîrșit, în 1904 H. Lorentz stabilește celebra lege a variației masei („electromagnetice") cu viteza: $m = m_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}$.

A. Einstein a extins această lege — în relativitatea sa restrînsă — la toate tipurile de masă, „electromagnetică" sau „mecanică". În concepția noastră reușita acestei tentative a lui Einstein reprezintă un pas extrem de serios în direcția apropierii celor două tipuri de forță, electrice și gravitaționale, guvernate — în referențiale de repaus — de legi absolut similare; deși teoria relativității nu a modificat în nici un fel legile electromagnetismului, expunerea modernă a acestor legi se face utilizînd formalismul matematic al teoriei relativității restrînse, care are exact aceeași aplicabilitate și în procesele mecanice. Din păcate, datorită artificiului matematic prin care a creat relativitatea sa generală și care nu poate fi aplicat forțelor electrice (se vede din ecuația (11.55) că accelerația depinde de masa corpului), Einstein s-a îndepărtat — irevocabil după părerea noastră — de posibilitatea de a unifica într-o aceeași teorie cîmpurile electromagnetice și cele gravitaționale. Ultima afirmație este dovedită între altele și de eșecul încercării sale asupra teoriei unificate a cîmpurilor, conform căreia fenomenele electrice și gravitaționale — statice sau dinamice — ar fi trebuit să fie descrise cu ajutorul acelorași ecuații de cîmp.

Din mecanica newtoniană și legea forțelor electrice (corectată pentru a ține seama de efectele „suplimentare" magnetice) vom avea deci ecuația fundamentală a *electrodinamicii*

$$\frac{d}{dt}\frac{m_0 \mathbf{v}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = m_0 \frac{d}{dt}\frac{\mathbf{v}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \mathbf{F} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \qquad (11.55)$$

Această relație guvernează mișcarea particulelor purtătoare de sarcină; dacă **E** și **B** sînt date, putem determina mișcarea lor în bun acord cu datele experimentale pînă la nivelul de precizie obținut de electrodinamica clasică. În felul acesta a fost corectată (din fenomene) legea lui Coulomb pentru a o face compatibilă cu datele de observație, menținîndu-se intacte, așa cum se vede în (11.55), principiile mecanicii newtoniene. În acord cu discuția noastră anterioară, putem constata deci că mecanica newtoniană este într-adevăr cu mult mai generală decît o presupune a fi teoria gravitației a lui Newton, valabilă numai în sisteme inerțiale galileiene.

Electrodinamica este o știință foarte coerentă și din acest motiv ea s-a dovedit a fi și o știință foarte exactă și deci foarte generală. Cu toate acestea, un accident banal a pus în discuție, într-un mod aparent de neînțeles, însăși bazele acestei științe exacte, interzicînd pur și simplu accesul său într-un vast domeniu al fizicii care de drept ar fi trebuit să-i aparțină: mișcarea intraatomică a sarcinilor electrice. Nu a fost vorba numai de o dizidență

oarecare, de o simplă nepotrivire între datele de calcul şi cele de observaţie, ci pur şi simplu de *infirmarea fundamentelor sale în domeniul microcosmosului.* Această situaţie stranie, cu care oamenii de ştiinţă par să se fi împăcat, durează cam de la începutul secolului nostru şi pînă în prezent.

Într-adevăr, la începutul secolului teoria electricităţii şi tehnica de investigaţie ajunseseră într-un stadiu care permiteau, în sfîrşit, abordarea efectivă a structurii atomului, a acestui „grăunte de materie", asupra căreia filozofia făcea necontenite speculaţii de mai bine de 2000 de ani. Cum s-ar putea pune în evidenţă o astfel de structură microcosmică?

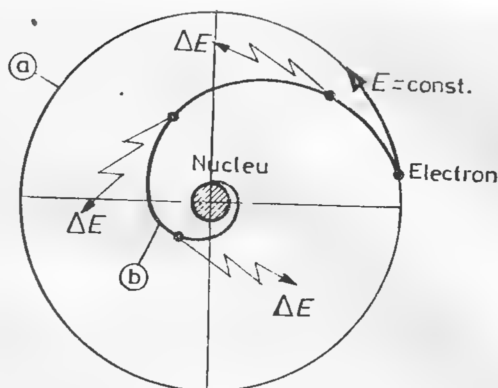
Structura mecanică a sistemului solar a putut fi descifrată prin observaţie directă asupra mişcării „particulelor" sale; un asemenea procedeu era însă exclus în cazul atomului, din cauza dimensiunilor sale infime. De aceea, Rutherford a fost obligat să „pipăie" această structură, trimiţînd asupra unui atom un fascicul de particule masive (α) şi observînd efectul de împrăştiere produs. Deoarece datorită masei lor mari aceste particule nu sînt deviate perceptibil de electronii din interiorul atomului şi deci înregistrează ciocniri numai cu particule mai masive (nuclee), se poate deduce legea de deviere din legea de distribuţie a particulelor pe o foiţă de metal. S-a ajuns astfel la concluzia certă că atomul conţine un nucleu masiv şi că forţa efectivă de deviere este forţa coulombiană e_1e_2/r^2, unde $e_1 = Ze$ este sarcina nucleului (Z numărul de ordine al elementului în sistemul periodic al elementelor) şi $e_2 = 2e$ sarcina particulei α. Traiectoriile particulelor α deviate s-au dovedit a fi conice (hiperbole) avînd nucleul în focar; deoarece aceste particule au o sarcină electrică pozitivă, nucleul trebuie să fie deci şi el pozitiv pentru a exercita o forţă de respingere capabilă să imprime asemenea traiectorii hiperbolice.

Pentru a explica fenomenul de difuzie a particulelor α Rutherford a elaborat *modelul planetar al atomului.* Conform acestui model, aproape întreaga masă a atomului este condensată într-un sîmbure greu (avînd o rază de circa 10^{-13} cm), denumit nucleu atomic, în care sînt concentrate sarcinile pozitive. Atomul conţinînd Z electroni, sarcina electrică pozitivă a nucleului este egală cu Z sarcini elementare. În jurul acestui nucleu gravitează, la distanţe relativ mari, cei Z electroni (care umplu o sferă cu raza de circa 10^{-8} cm), formînd învelişul electronic al atomului. Sub influenţa forţei coulombiene de atracţie electrostatică fiecare electron efectuează o mişcare circulară de revoluţie în jurul nucleului masiv, astfel încît forţa centrifugă să fie echilibrată de forţa electrică centrală.

Modelul planetar al lui Rutherford este aidoma sistemului planetar al Soarelui, dar rolul forţelor gravitaţionale newtoniene este preluat de forţele electrice ale lui Coulomb. Acest model atomic cu un Soare-nucleu şi cu planete-electroni a intrat definitiv în istoria fizicii odată cu publicarea lui în *„Jurnalul filozofic"* englez din mai 1911. El marca astfel o nouă culme, un nou triumf al mecanicii şi al reprezentărilor newtoniene în general.

El revela însă şi o uimitoare uniformitate a structurii universului în ansamblul său, de la microcosmos la macrocosmos, structuri guvernate de legi similare. Pînă şi raportul dintre dimensiunile sistemului solar şi nucleului său (Soarele) $10^{16}/10^{11} = 10^5$, era de acelaşi ordin de mărime cu raportul corespunzător al atomului lui Rutherford, $10^{-8}/10^{-13} = 10^5$. Teoria mişcării intraatomice, care a fost elaborată imediat, era şi ea perfect similară celei a gravitaţiei şi a permis o serie de interpretări coerente asupra protonului şi structurii nucleului, asupra radiaţiei radioactive etc. Experienţele executate

Fig. 99. Stabilitatea mişcării electronului în jurul nucleului atomic dovedeşte validitatea sistemelor vortex-inerţiale şi a legilor electromagnetismului. Conform interpretărilor actuale, mişcarea circulară (sau eliptică) (*a*) este neinerţială şi, în consecinţă — dacă legile electromagnetismului sînt valide — electronul ar trebui să radieze continuu energie şi să se prăbuşească pînă la urmă pe nucleu (*b*).



de Geiger şi Marsden şi mai apoi de Chadwich au demonstrat în mod spectaculos validitatea tuturor acestor reprezentări.

Curînd însă a apărut un impas grav, care a pus în discuţie într-un mod dramatic valabilitatea conceptelor şi reprezentărilor fundamentale ale fizicii şi care este cunoscut în istoria fizicii sub numele de *„catastrofa atomului"*. Conform cu legile binecunoscute ale electrodinamicii, *orice sarcină electrică accelerată radiază energie electromagnetică, suferind în consecinţă un proces de frînare. În aceste condiţii, electronii negativi ai atomului lui Rutherford, care se rotesc în jurul nucleului pozitiv şi care suferă deci permanent o accelerare centripetă, ar trebui să radieze mereu energia electromagnetică. Astfel, pierzîndu-şi treptat energia ar trebui să sfîrşească prin a se prăbuşi pe nucleu, de unde şi catastrofa amintită. Cu toate acestea atomii există, sînt stabili şi nu radiază necontenit unde electromagnetice* (fig. 99).

Dilema care a apărut era următoarea: sau modelul lui Rutherford este greşit (dar toate experienţele arătau contrariul), sau legile electrodinamicii (confirmate pe larg de experimente) erau incorecte. *N. Bohr a optat explicit în favoarea celei de a doua alternative sub o formă care este unanim acceptată şi în fizica actuală : legile electrodinamicii îşi pierd valabilitatea în microcosmos!*

Acesta este unul din momentele cruciale în istoria ştiinţei, care a marcat profund evoluţia sa ulterioară şi a condus la separarea netă a ceea ce a început să se numească fizica veche (sau clasică) de noua fizică, care avea să se numească cuantică. Dintr-o dată a fost separată printr-o barieră de netrecut lumea macrocosmosului de cea a microcosmosului, fiecare dintre aceste lumi fiind guvernată de legi distincte, strict specifice şi această stare de lucruri a dat naştere unor curente de gîndire filozofică, care au influenţat profund nu numai conştiinţa multor oameni, dar şi direcţiile de dezvoltare ale fizicii moderne, reprezentările şi teoriile acestei fizici.

Este evident faptul că dacă legile „clasice" ale electromagnetismului nu ar fi fost contrazise de mişcarea electronului în jurul nucleului atomic, adică dacă aceste legi ar fi permis ca în ciuda acestei mişcări neinerţiale electronul să nu radieze energie, nu ar fi fost necesară o împărţire atît de drastică între cele două domenii ale cosmosului. Cuantificarea mişcării particulelor nu este legată în nici un fel de *dimensiunile* acestor particule şi nici de *natura cîmpului* care le este asociat, o dovadă în acest sens fiind încercările moderne care se fac pentru cuantificarea cîmpului gravitaţional, caracteristic, între altele, planetelor sistemului solar, ca şi oricărei bucăţi de materie. Dar, din păcate, aceste legi ale electromagnetismului nu au permis aşa ceva şi ele au fost

efectiv abandonate în domeniul microcosmosului de N. Bohr în 1913 și au rămas ca atare pînă în zilele noastre.

În locul legilor electromagnetismului, pe care le-a proscris în microcosmos, N. Bohr a pus un fel de decret, cunoscut sub numele celebru de *primul postulat al lui Bohr*, care spune — într-o formulare oarecum diplomatică — următoarele: atomii pot lua doar anumite stări determinate, denumite stări staționare; într-o astfel de stare atomul nu radiază energie. În mod concret aceasta înseamnă că *electronii aflați în mișcare circulară în jurul nucleului atomic nu trebuie să radieze nici un fel de unde electromagnetice, în pofida legilor electromagnetismului.*

Postulatul lui Bohr este efectiv în vigoare și astăzi, el a devenit un fel de *lege sui-generis* a *naturii*, deoarece altfel mișcarea intraatomică a electronilor este de neexplicat, indiferent dacă considerăm această mișcare în sensul determinist, clasic sau în sensul probabilist, modern. De fapt acest postulat nu instituie o interdicție pentru legile electromagnetismului, ci consfințește doar o stare de fapt. După părerea noastră postulatul lui N. Bohr consfințește *de jure* valabilitatea sistemelor de referință inerțiale generalizate obținute în gravitovortex, a sistemelor vortexinerțiale.

Într-adevăr, dacă legile electromagnetismului sînt legi valide, așa cum o demonstrează experiența, și dacă prin mișcarea sa circulară în jurul nucleului atomic electronul nu radiază energie electromagnetică conform acestor legi, atunci singura concluzie logică care se impune este aceea că această mișcare a electronului este o mișcare inerțială, mai concret, că ea este o mișcare vortexinerțială. Deci nu legile electrodinamicii sînt infirmate de mișcarea intraatomică, ci concepția clasică conform căreia mișcarea circulară sub influența unei forțe centrale este o mișcare accelerată, neinerțială. O astfel de infirmare nu este specifică numai mișcării intraatomice, ci mișcării în general și tocmai pe această bază a fost elaborat gravitovortexul. În § 9.5.3 noi am demonstrat explicit că într-un cîmp gravitovortex mișcarea circulară este efectiv o mișcare inerțială fiind una dintre puținele mișcări particulare în care energia unei particule rămîne constantă.

Mișcarea intraatomică a electronilor constituie deci o dovadă majoră, strict specifică, a legitimității generalizării depline a sistemelor de referință inerțiale obținută în gravitovortex; primul postulat al lui Bohr este cel care statuează această legitimitate. Pentru a justifica fizic procedeul relativist al „lărgirii clasei sistemelor inerțiale“, Einstein utilizează în fond analogii cu valoare strict locală (căderea ascensorului etc.) și această justificare a sa a fost considerată suficientă de comunitatea științifică. Credem că cititorului nostru i-au fost prezentate atîtea argumente teoretice și experimentale în sprijinul procedeului gravitovortex de generalizare a sistemelor inerțiale, încît se poate considera justificarea noastră cel puțin tot atît de concludentă ca cea relativistă.

Rezultă din cele de mai sus că legile electromagnetismului trebuie să fie valabile și în domeniul mișcării particulelor elementare și că legile mișcării acestor particule trebuie să fie de fapt legile gravitovortexului. Dar în condițiile concrete ale mișcării intraatomice considerarea legilor electromagnetismului înseamnă, în primul rînd, considerarea legii lui Coulomb, care, fiind perfect similară legii lui Newton, nu poate conduce — în condițiile gravitovortexului — decît la regăsirea pas cu pas a acelorași probleme și soluții pe care le-am găsit și în teoria gravitației.

Am depista mai întîi o forță „suplimentară“ $\mathbf{F}_v$, a cărei natură o cunoaștem deja; ea este datorată *diferenței de sarcină dintre electron și proton* (11.21). Ar trebui să regăsim apoi în mișcarea electronului-planetă același

artificiu matematic al mișcării în jurul punctului „fix în univers" (respectiv al mișcării în jurul centrului comun de masă), avansul de periheliu, variația oblicității „eclipticii" etc., pe scurt, ar trebui să regăsim exact aceleași probleme și exact aceleași soluții ca și în mișcarea planetelor în jurul Soarelui. Toate acestea ar constitui o dovadă semnificativă în sensul că mișcarea sub efect gravitațional se face sub guvernarea acelorași legi ca și mișcarea sub efect electromagnetic, că gravitația și electricitatea au într-adevăr o bază comună și că această bază o constituie gravitovortexul. De fapt, așa cum vom vedea în cele ce urmează, lucrurile s-au petrecut exact cum le-am descris mai sus.

Nu vom face însă o analiză de detaliu a tuturor acestor probleme și mai ales a consecințelor lor, deoarece, avînd în vedere direcția esoterică de dezvoltare a fizicii teoretice moderne, aceasta ar necesita o discuție amplă. Vom urmări totuși modul în care asemenea probleme au apărut efectiv în diversele etape ale dezvoltării fizicii particulelor elementare și felul în care ele au fost rezolvate.

Lumina reprezintă o energie electromagnetică emisă de corpurile materiale aduse în stare de incandescență, respectiv de atomii excitați ai acestei materii și ea poate fi studiată prin descompunere cu ajutorul spectroscoapelor, spectrografelor sau spectrometrelor. Dintre toate elementele spectrul cel mai simplu îl are hidrogenul. În regiunea vizibilă acest spectru conține doar patru linii: H_α (roșie), H_β (albastră), H_γ și H_δ (violete), după care urmează o succesiune de alte linii în ultravioletul apropiat. Se observă că aceste linii devin din ce în ce mai slabe cu creșterea frecvenței și ele se îndesesc în aceeași direcție. Frecvența liniilor spectrale tinde spre o valoare limită, după care urmează un spectru continuu. Liniile amintite formează o *serie spectrală* numită *seria Balmer*, reprezentată în figura 100, în care limita seriei s-a notat cu L.

Căutînd o formulă matematică pentru a exprima numărul de undă λ al liniilor din această serie obținută experimental, Balmer (1885) a ajuns pe cale *empirică* la relația

$$\lambda^{-1} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right), \tag{11.56}$$

unde n este un număr întreg ce poate lua valorile 3,4,5, ..., iar R este așa-numita constantă a lui Rydberg, a cărei valoare a putut fi determinată experimental cu foarte mare precizie:

$$R = 109\ 677{,}58\ \text{cm}^{-1}. \tag{11.57}$$

Formula empirică (11.56) poate reda cu o exactitate uimitoare lungimea de undă a liniilor Balmer observate experimental.

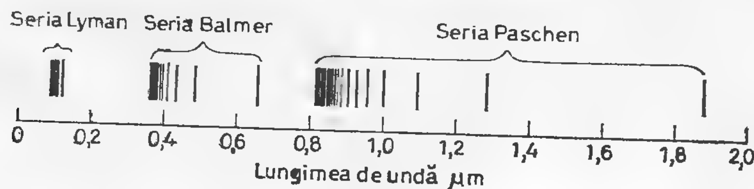


Fig. 100. Spectrul hidrogenului este format din mai multe serii. Spectrul de linii din fiecare serie tinde către așa-numita limită a seriei, situată spre extremitatea dinspre undele scurte.

Ulterior s-a descoperit că spectrul hidrogenului mai conține și alte serii spectrale în afară de seria Balmer. La toate aceste serii, numărul de undă al liniilor spectrale poate fi descris cu o formulă de tip Balmer

$$\lambda^{-1} = R\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right). \tag{11.58}$$

În această formulă, valoarea lui k variază de la o serie la alta și este totdeauna un număr întreg. Valoarea lui n variază de la o linie la alta, fiind tot un număr întreg și avînd valoarea minimă (pentru prima linie a seriei) egală cu $k + 1$.

În ultraviolet se găsește seria Lyman ($k = 1$), în infraroșul apropiat seria Paschen ($k = 3$), iar în infraroșul îndepărtat s-au descoperit seriile lui Brackett ($k = 4$), Pfund ($k = 5$) și Humphreys ($k = 6$). Formula (11.58) ne arată faptul că numărul de undă al oricărei linii spectrale este o diferență a două expresii de forma

$$\tau_k = \frac{R}{k^2} \quad \text{și} \quad \tau_n = \frac{R}{n^2}, \tag{11.59}$$

denumite termeni spectrali, astfel că avem

$$\lambda_{k,n}^{-1} = \tau_k - \tau_n. \tag{11.60}$$

Proprietățile spectrului atomului de hidrogen redate de relațiile de mai sus sînt formulate de principiul combinărilor al lui Ritz astfel: liniile seriilor spectrale ale hidrogenului pot fi obținute „combinînd" împreună, prin operații matematice de scădere și adunare, termeni spectrali, limite de serii sau chiar numere de undă ale altor linii spectrale.

Putem vedea în reușita încercărilor lui Balmer și Ritz de a descrie prin asemenea metode matematice empirice lipsite de orice explicație fizică, cauzală, un prototip valabil al actualelor metode moderne cuantice de a descrie aceleași spectre ale elementelor prin procedee matematice moderne la fel de empirice și la fel de detașate de orice explicație fizică, deterministă. Ceea ce apare supărător în această tendință modernă a fizicii teoretice nu este — după cum rezultă din scrierile unor personalități de prim rang ca Einstein și De Broglie — procedeul în sine, ci încercarea de a renunța în general la explicarea cauzală a fenomenelor, transformînd în scop final al cercetării științifice găsirea unor reguli matematice ca cele de mai sus a jocului unor astfel de fenomene.

Oricum, formulele de tip Balmer precum și principiul combinărilor al lui Ritz nu au fost considerate ca atare, adică un rezultat final al cercetării, savanții și-au dat seama că ele ascund un sens fizic profund, legat de structura intimă a atomului și dezvăluirea acestui sens fizic a devenit posibilă cu ajutorul teoriei cuantelor.

Pentru apariția unei linii spectrale este necesar ca atomul să emită fotoni de o anumită lungime de undă, avînd astfel o energie univoc determinată. Pentru aceasta atomul trebuie să treacă dintr-o stare energetică într-alta, dintr-o stare excitată într-o altă stare excitată, sau chiar în starea fundamentală, neexcitată. Cum numărul de undă al liniilor spectrale, care este direct proporțional cu energia fotonului emis, poate fi dat ca diferența unor termeni spectrali, este firesc să se presupună că un termen spectral caracterizează într-un fel oarecare o anumită stare energetică a atomului, respectiv o anumită mișcare a electronilor intraatomici. Pentru a obține teoretic stările energetice

ale atomului, a trebuit să se completeze modelul atomic al lui Rutherford, astfel încît din proprietățile acestuia să rezulte formulele Balmer și principiul combinărilor al lui Ritz. Acest lucru a fost făcut de N. Bohr în 1913 și de A. Sommerfeld în 1916, ținînd cont de teoria cuantelor elaborată de M. Planck (1900).

Studiind radiația corpului negru incandescent, Planck a ajuns la concluzia că relația dintre energia emisă sub forma radiațiilor și lungimea de undă a acestora poate fi explicată numai dacă se presupune că emisia radiației nu se face continuu, ci sub forma unor doze elementare de energie, numite cuante. În conformitate cu teoria lui Planck, energia unei asemenea cuante este direct proporțională cu frecvența radiației și valorează

$$E = h\nu, \tag{11.61}$$

unde h este cunoscuta constantă a lui Planck.

Conform primului postulat al său, Bohr a făcut ca atomul lui Rutherford să fie stabil. Printr-un *al doilea postulat* el enunță că acest atom emite sau absoarbe lumină *doar* atunci cînd trece dintr-o stare staționară în alta. În acest caz, frecvența luminii emise sau absorbite este univoc determinată de starea inițială și finală a atomului. Avînd inițial energia E_1, prin emiterea unui foton atomul trece într-o stare finală în care energia lui este E_2, frecvența luminii emise fiind

$$E_1 - E_2 = h\nu. \tag{11.62}$$

Împărțind ecuația (11.62) cu hc, rezultă

$$\lambda^{-1} = \frac{E_1}{hc} - \frac{E_2}{hc}, \tag{11.63}$$

de unde, ținînd cont de (11.59), vom avea

$$\tau_n = \frac{R}{n^2} = -\frac{E_n}{hc}, \tag{11.64}$$

adică

$$E_n = -\tau_n hc. \tag{11.65}$$

În cele ce urmează nu va fi vorba numai de atomul de hidrogen, ci de atomi în general. Atomii așa-numiți *hidrogenoizi*, la fel ca și atomul de hidrogen, sînt formați din nucleul atomic în jurul căruia gravitează un singur electron. Pentru un element chimic oarecare, cu numărul de ordine Z, atomul de $Z - 1$ ori ionizat va fi un atom hidrogenoid, adică din toți atomii hidrogenoizi numai cel de hidrogen va fi neutru ceilalți fiind ioni pozitivi.

Pornind de la legile fizicii clasice, Bohr presupune că între nucleul cu sarcina Ze și electronul cu sarcina e acționează forțe electrostatice coulombiene. Electronul se învîrte în jurul nucleului pe o orbită circulară, cu o viteză v atît de mare încît forța centrifugă să echilibreze forța centripetă, *pe care o identifică cu forța coulombiană.* Echilibrul celor două forțe este exprimat de relația

$$\frac{m_0 v^2}{r} = \frac{Ze^2}{r^2}, \tag{11.66}$$

în care m_0 reprezintă masa de repaus a electronului, iar r raza orbitei.

Noi știm (§ 8.3) că forța centripetă este o forță reală, care apare ca un rezultat exclusiv al rotației și că ea nu poate fi identificată pur și simplu cu o forță statică, așa cum este de exemplu forța electrostatică dată de legea lui Coulomb sau forța gravitațională a lui Newton. Identificînd cele două forțe diferite, Bohr nu face evident nici un fel de greșeală în raport cu conceptele fizicii actuale, exact așa a procedat și Newton în cazul mișcării planetare, dar noi putem constata că teoria mișcării particulelor elementare pleacă de la început pe exact același drum pe care îl cunoaștem din expunerea noastră anterioară și că avem toate motivele să ne așteptăm ca el să ducă la exact aceleași consecințe cunoscute.

Relația (11.66) arată că energia electronului este o funcție univocă a razei r, deci dacă r ar putea lua orice valoare, energia electronului ar putea varia continuu. Dacă însă, datorită unei structuri date a mișcării (dispunerea actuală a orbitelor planetare sau dispunerea orbitelor electronice), r nu poate lua decît anumite valori *discrete*, energia absorbită sau emisă de electron va avea o valoare discretă. Noțiunea de mișcare (deci de energie) continuă sau discretă nu este cu nimic o noțiune incompatibilă cu mecanica clasică.

Din analiza spectrelor de emisie și conform cu postulatul lui Bohr, energia atomului (care este asimilată cu energia electronului) poate lua numai anumite valori discrete. Din infinitatea de orbite compatibile cu mecanica clasică conform relației (11.66), vor corespunde unor stări staționare ale atomului numai anumite orbite, numite *orbite permise*, avînd anumite *raze permise*, bine determinate. Pentru a putea găsi aceste orbite permise, trebuie să se dea o formulare matematică cantitativă, criteriul cuantic exprimat calitativ de primul postulat al lui Bohr. Acest criteriu este dat de *postulatul adițional Bohr-Sommerfeld*, pe care îl vom prezenta în formularea mai coerentă dată de Sommerfeld, folosindu-se de formalismul clasic al mecanicii analitice.

Starea unui sistem atomic, adică mișcarea electronului în acest atom, poate fi descrisă cu ajutorul coordonatelor generalizate. Derivatele coordonatelor generalizate $q_1, q_2, \ldots, q_i$, în raport cu timpul, sînt vitezele generalizate,

$$\dot{q}_1 = \frac{\mathrm{d}q_1}{\mathrm{d}t}; \quad \dot{q}_2 = \frac{\mathrm{d}q_2}{\mathrm{d}t}; \quad \ldots; \quad \dot{q}_i = \frac{\mathrm{d}q_i}{\mathrm{d}t}. \qquad (11.67)$$

În cazul coordonatelor carteziene, vitezele generalizate $\dot{x}$, $\dot{y}$, $\dot{z}$ reprezintă componentele ortogonale ale vitezei liniare v_x, v_y, v_z. La o mișcare în plan, descrisă în coordonate polare r, φ, viteza generalizată $\dot{r}$ va reprezenta viteza radială, iar $\dot{\varphi} = \omega$ viteza unghiulară.

Prin moment conjugat cu coordonata q se înțelege derivata parțială a energiei cinetice E_c în raport cu viteza generalizată $\dot{q}$

$$p_q = \frac{\partial E_c}{\partial \dot{q}}. \qquad (11.68)$$

În cazul particular al sistemului de coordonate carteziene rectangulare, în care

$$E_c = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2}\,(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2), \qquad (11.69)$$

momentul conjugat cu coordonata x,

$$p_x = \frac{\partial E_c}{\partial \dot{x}} = m\dot{x}, \qquad (11.70)$$

reprezintă tocmai componenta impulsului în direcția axei x.

La o mişcare circulară plană. coordonata r avînd o valoare constantă, energia cinetică poate fi pusă sub forma

$$E_c = \frac{mv^2}{2} = \frac{mr^2\omega^2}{2} = \frac{mr^2\dot{\varphi}^2}{2} = \frac{I\dot{\varphi}^2}{2}, \tag{11.71}$$

unde $I = mr^2$ reprezintă momentul de inerţie. Momentul conjugat cu coordonata,

$$p_\varphi = \frac{\partial E_c}{\partial \dot{\varphi}} = mr^2\dot{\varphi} = I\omega, \tag{11.72}$$

va avea semnificaţia unui moment cinetic, adică momentul cantităţii de mişcare în raport cu centrul cercului care este perpendicular pe planul mişcării

$$\mathbf{p}_\varphi = m\mathbf{v} \times \mathbf{r}. \tag{11.73}$$

Momentul conjugat cu coordonata q are dimensiunile

$$[p_q] = \frac{[\text{Energie}]\,[\text{Timp}]}{[q]}. \tag{11.74}$$

Prin urmare, produsul $p_q\mathrm{d}q$ are dimensiunile unei *acţiuni* şi poate fi considerat drept o acţiune infinitezimală. După teoria cuantelor există o acţiune elementară indivizibilă egală cu constanta lui Planck h (care are tot dimensiunile unei acţiuni). Aplicînd această teorie la mişcarea electronului în jurul nucleului, condiţia de cuantificare poate fi formulată în felul următor: însumînd acţiunile infinitezimale $p_q\mathrm{d}q$ pentru întreaga orbită a electronului, acţiunea rezultantă va fi un multiplu întreg al constantei h, adică

$$\oint p_q \mathrm{d}q = nh. \tag{11.75}$$

Această relaţie exprimă *postulatul adiţional Bohr-Sommerfeld* şi ea trebuie să fie valabilă pentru fiecare coordonată generalizată q_i în parte.

Să aplicăm acest postulat la atomul hidrogenoid, al cărui electron are — în aproximaţia lui Bohr — o orbită circulară plană, care poate fi descrisă în coordonate polare r, φ. Coordonata r avînd o valoare constantă, p_r se anulează şi ecuaţia (11.75) va fi identic nulă. Cealaltă coordonată, unghiul polar φ, variază într-o revoluţie completă de la $\varphi = 0$ la $\varphi = 2\pi$. Momentul conjugat este dat de relaţia (11.72) şi va avea o valoare constantă. Prin urmare, postulatul adiţional (11.75) ne dă

$$\int_0^{2\pi} p_\varphi\,\mathrm{d}\varphi = p_\varphi \int_0^{2\pi} \mathrm{d}\varphi = m_0vr\int_0^{2\pi} \mathrm{d}\varphi = 2\pi m_0vr = nh, \tag{11.76}$$

sau

$$m_0vr = n\frac{h}{2\pi} = n\hbar, \tag{11.77}$$

unde

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}. \tag{11.78}$$

Condiţia de cuantificare arată că momentul cinetic $M = p_\varphi = m_0\mathbf{v} \times \mathbf{r}$ al electronului trebuie să fie un multiplu întreg al cantităţii $\hbar$ şi valoarea lui este dată de *numărul cuantic principal* n.

Eliminînd pe v între relaţiile (11.66) şi (11.77) vom obţine pentru raza r a orbitelor permise ale electronului

$$r_n = n^2 \frac{\hbar^2}{m_0 Z e} = n^2 r_1, \tag{11.79}$$

unde r_1 este raza primei orbite, corespunzătoare stării fundamentale pentru care $n = 1$. Se observă că raza orbitei în stările excitate ale atomului este proporţională cu r_1, factorul de proporţionalitate fiind *pătratul* numărului cuantic principal.

În cazul particular al hidrogenului, scriind $Z = 1$ şi introducînd valorile constantelor, se obţine pentru raza primei orbite

$$r_1 = 0{,}529\ \text{Å}. \tag{11.80}$$

Acelaşi ordin de mărime s-a găsit şi pentru alţi atomi ai elementelor uşoare, din volumul atomic în stare condensată şi numărul lui Avogadro.

Eliminînd pe r între relaţiile (11.66) şi (11.77) obţinem viteza electronului

$$v_n = \frac{Ze^2}{n\hbar}. \tag{11.81}$$

Pentru atomul de hidrogen în starea fundamentală ($Z = n = 1$) rezultă valoarea

$$v_1 = 2{,}19 \cdot 10^8\ \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}. \tag{11.82}$$

Energia totală E a electronului se compune din energia potenţială în cîmpul electrostatic al nucleului

$$E_p = -\frac{Ze^2}{r} \tag{11.83}$$

(sarcina e a electronului este presupusă egală cu cea a protonului) şi din energia cinetică, $E_c = m_0 v^2/2$, care, ţinînd cont de relaţia (11.66), se poate scrie

$$E_c = \frac{Ze^2}{2r}, \tag{11.84}$$

Rezultă

$$E = E_p + E_c = -\frac{Ze^2}{2r}. \tag{11.85}$$

de unde, introducînd expresia razei, dată de (11.79), obţinem

$$E_n = \frac{m_0 Z^2 e^4}{2n^2\hbar^2}. \tag{11.86}$$

Numărul de undă al fotonului emis cînd electronul sare de pe orbita corespunzătoare numărului cuantic principal n pe cea corespunzătoare lui k se obţine prin combinarea relaţiilor (11.63) şi (11.86), adică

$$\lambda_{k,n}^{-1}=\frac{E_n}{hc}-\frac{E_k}{hc}=\frac{m_0 Z^2 e^4}{4\pi\hbar^3 c}\left(\frac{1}{k^2}-\frac{1}{n^2}\right). \tag{11.87}$$

Cu aceasta am putea considera încheiată teoria lui Bohr şi Sommerfeld a mişcării electronului în jurul nucleului atomic, teorie obţinută din utilizarea legilor empirice ale lui Balmer şi Ritz şi ale mecanicii clasice şi a teoriei cuantelor. În acest stadiu ea corespunde perfect — formal şi cronologic — momentului în care Newton a elaborat teoria sa a mişcării planetare (mişcarea eliptică), folosind legile empirice ale lui Kepler. Ambele aceste teorii consideră mişcarea de revoluţie a aceloraşi puncte materiale (fără dimensiuni) — electroni sau planete — în jurul altor puncte materiale — nucleu sau Soare —, mişcare guvernată de legi similare ale forţelor şi de aceleaşi legi ale mecanicii.

Rezultatul final al teoriei Bohr-Sommerfeld, adică relaţia (11.87), ar trebui să permită o interpretare perfectă a spectrelor atomice observate, adică a legii lui Balmer. Putem să ne dăm uşor seama dacă o astfel de interpretare exactă este posibilă, deoarece, în acest caz constanta

$$R_0=\frac{m_0 e^4}{4\pi\hbar^3 c} \tag{11.88}$$

din relaţia (11.87) ar trebui să fie egală cu constanta Rydberg (11.57), cunoscută din experienţă cu foarte mare precizie. Introducînd valorile constantelor care figurează în relaţia (11.87) se găseşte

$$R_0=109\ 737{,}32\ \mathrm{cm}^{-1}, \tag{11.89}$$

în locul valorii experimentale 109 677,58. Concordanţa deşi pare bună nu este la înălţimea preciziei de observaţie spectroscopică; există o diferenţă relativă $\Delta R/R \sim 10^{-5}$.

Dacă cititorul îşi mai aminteşte (§ 3.1), lucrurile s-au întîmplat exact la fel şi în teoria mişcării planetare a lui Newton: între perioada mişcării planetare obţinută prin calcul şi cea determinată experimental exista o diferenţă relativă $\Delta T/T \sim 10^{-5}$. Pentru a elimina această discrepanţă Newton a inventat artificiul matematic al mişcării în jurul punctului „fix din univers" şi toate absoluturile pe care acest artificiu le presupune, artificiu care i-a permis „reducerea" mişcării în jurul centrului comun de masă. Exact acelaşi artificiu este utilizat şi în teoria Bohr-Sommerfeld pentru eliminarea aceleiaşi discrepanţe, după cum urmează.

La calculele efectuate mai sus s-a presupus că nucleul se află în repaus şi se învîrte numai electronul. În realitate, ambele particule se mişcă în jurul centrului comun de greutate, aproximaţia presupusă fiind valabilă numai dacă nucleul ar avea masa infinită. Ţinînd cont de acest amendament şi refăcînd calculele, se găseşte că relaţia (11.88) devine corectă înlocuind masa m_0 a electronului cu aşa-numita *masă redusă* a acestuia, dată de relaţia cunoscută

$$\mu=\frac{m_0 M}{m_0+M}=m_0\frac{1}{1+\dfrac{m_0}{M}} \tag{11.90}$$

în care M reprezintă masa nucleului. În aceste condiții constanta lui Rydberg se va modifica devenind o funcție de masa particulelor considerate conform relației

$$R = \frac{\mu Z^2 e^4}{4\pi\hbar^3 c} = \frac{Z^2 e^4}{4\pi\hbar^3 c} \frac{m_0}{1 + \frac{m_0}{M}} \tag{11.91}$$

și pentru atomul de hidrogen ($Z = 1$) va avea valoarea $R = 109\,737{,}42\ \text{cm/s}^{-1}$, în perfectă concordanță cu cea determinată experimental.

Așadar, și în teoria electricității se utilizează efectiv același artificiu matematic, care presupune implicit mișcarea în jurul punctului fix în univers, ca și în teoria gravitației a lui Newton! Acesta face ca teoria mișcării particulelor elementare să nu fie valabilă decît numai în sistemele inerțiale galileiene ca și teoria mișcării planetelor a lui Newton și nu va fi deloc surprinzător dacă gravitovortexul este într-adevăr o teorie corectă, ca mișcarea electronului în jurul nucleului atomic, conform modelului Bohr-Sommerfeld, să se lovească în continuare de exact aceleași dificultăți ca și mișcarea planetară newtoniană. Izgonind legile electromagnetismului din mișcarea intraatomică, Bohr întoarce practic teoria electricității la stadiul în care ea se află înaintea lucrărilor lui Faraday, adică în acel stadiu în care teoria gravitației a lui Newton reprezintă un prototip desăvîrșit.

Conform gravitovortexului legile electromagnetismului pot acționa și în microcosmos. Dacă introducem forța atractivă suplimentară gravitovortex, datorată după cum știm diferenței de sarcină Δe dintre sarcina electrică a electronului e și cea a protonului e_p, atunci forța totală dintre electron și proton va fi ca și în gravitovortex

$$F = F_c(1 + f) = \frac{e^2}{r^2}(1 + f) = \frac{e^2}{r^2}\left(1 + \frac{e}{e_p}\right), \tag{11.92}$$

de unde, ținînd cont de (11.21), obținem

$$F = \frac{e^2}{r^2}\left(1 + \frac{m}{M}\right), \tag{11.93}$$

unde m și M reprezintă respectiv masele electronului și protonului. În aceste condiții corecția (11.91) a constantei Rydberg rezultă fără a fi obligați să folosim artificiul matematic newtonian, sistemele de referință galileiene și toate absoluturile care rezultă din acestea, iar legile electromagnetismului pot acționa conform cu natura lor și în microcosmos. Așa cum am mai demonstrat în diverse ipostaze, artificiul matematic newtonian este absolut echivalent cu introducerea unei forțe centrale corective.

Concordanța excelentă dintre valoarea experimentală a constantei Rydberg și valoarea calculată conform modelului Bohr-Sommerfeld a constituit succesul cel mai strălucit al acestei teorii; *acest succes demonstrează direct, ex tempora, realitatea fizică a forței suplimentare gravitovortex, revelată și de mișcarea particulelor elementare.* Valabilitatea relației (11.87), în care se introduce valoarea corectată (11.91) a constantei lui Rydberg, a fost verificată experimental nu numai pentru atomii de hidrogen, ci și pentru mulți alți atomi hidrogenoizi, permițînd interpretarea spectrelor de scînteie de ordin superior ale elementelor ușoare și anume a spectrelor generate de atomii hidrogenoizi H_e^+, L_i^{2+}, B_e^{3+}, ..., O^{7+}.

Conform interpretărilor actuale nu există nici o legătură între sarcinile electrice ale particulelor și masele lor așa cum sugerează relațiile noastre (11.21) sau (11.92). Cu toate acestea, există un efect bine cunoscut, așa-numitul *efect izotopic*, care pune și el în evidență o astfel de legătură. Izotopii sînt atomi ale căror nuclee sînt constituite din același număr de protoni (deci avînd aceleași proprietăți chimice), dar diferă prin numărul de neutroni; majoritatea elementelor cunoscute au doi sau mai mulți izotopi. În cazul în care $e < e_p$ conform gravitovortexului, neutronul posedă o sarcină electrică $\Delta e = e_p - e$ și, în consecință, sarcina pozitivă a nucleului izotopului mai greu va fi mai mare decît a izotopului ușor. În aceste condiții, în spectrul atomului izotopului mai greu liniile vor apărea deplasate în direcția frecvențelor mai mari față de liniile izotopului ușor, deoarece forța centrală mărită în primul caz accelerează frecvența mișcării electronului.

Efectul izotopic este maxim la izotopii hidrogenului, izotopul greu, deuteriul, avînd masa de două ori mai mare decît izotopul ușor. Constanta Rydberg pentru deuteriu este egală (11.91) cu $R_D = 109\,707{,}42$ față de $R_H = 109\,677{,}48$ cm^{-1}. Datorită acestui fapt apare o diferență de număr de undă

$$\Delta\lambda^{-1} = \lambda_D^{-1} - \lambda_H^{-1} = \frac{R_D - R_H}{R_H}\,\lambda_H^{-1} = 0{,}00027\,\lambda_H^{-1}. \qquad (11.94)$$

Această deplasare este suficient de mare pentru a putea fi decelată cu ajutorul aparatelor spectrale și deuteriul a fost descoperit de Urey (1932) în hidrogenul natural tocmai pe baza acestor linii ușor deplasate față de liniile hidrogenului obișnuit.

La elementele mai grele, decalajul dintre liniile izotopilor este din ce în ce mai mic. Spectrografele cu putere separatoare mare mai pot pune în evidență efectul izotopic în cazul perechilor ^6L_i și ^7L_i sau ^{10}B și ^{11}B, iar în cazul elementelor următoare se folosesc metode interferometrice. Subliniem faptul că *acest efect nu apare numai în spectrul atomilor hidrogenoizi de care se ocupă teoria Bohr-Sommerfeld, ci și în spectrele atomice în general și poate fi decelat chiar și la elementele cele mai grele, inclusiv pentru izotopii uraniului.* Aceasta dovedește în mod concludent faptul că forța suplimentară gravitovortex este o forță reală revelată efectiv și de mișcarea intraatomică și că această forță reală nu este legată în vreun fel de modelul teoretic Bohr-Sommerfeld, model care nu poate fi extins asupra atomilor cu mai mulți electroni.

Cu toate acestea elaborarea acestui model a constituit un pas important în elucidarea structurii atomice. Pe baza sa a fost dată fundamentarea teoretică a formulei empirice Balmer, s-a calculat cu precizie constanta Rydberg, s-a explicat formarea spectrelor la atomii hidrogenoizi, s-a calculat energia de ionizare a acestor atomi în perfectă concordanță cu datele experimentale etc. Teoria mișcării intraatomice, formulată de Bohr și Sommerfeld, ajunsese astfel, în jurul anului 1915, la o culme comparabilă cu cea pe care ajunsese teoria mișcării planetare a lui Newton, înainte de lucrările lui Le Verrier și S. Newcomb.

Dar exact ca și în cazul mișcării planetare a apărut și aici o altă problemă gravă, care afecta „valabilitatea absolută" a teoriei Bohr-Sommerfeld. Ce fel de defecțiune? Ei bine nici mai mult nici mai puțin decît aceea că *„periheliul" traiectoriei electronului prezintă un avans în raport cu calculul, perfect similar cu avansul de periheliu din mișcarea planetară!* Poate că pentru cititorul neavizat, afirmația de mai sus ar putea să apară ca o simplă figură de stil sau ca o simplă analogie, dar lucrurile nu stau așa, după cum se vede în figura 57 unde este prezentată această mișcare suplimentară a electronului

așa cum și-au imaginat-o Bohr și Sommerfeld [20]. Ar putea oare cititorul să imagineze o mai perfectă similitudine (am zice identitate) între două categorii de mișcări guvernate de legi similare (am zice identice), dar executate la scări foarte diferite? Și ar putea oare cititorul să mai creadă că aceste scări diferite separă printr-o barieră de netrecut două domenii distincte ale aceluiași univers, microcosmosul și macrocosmosul, fiecare din aceste entități fiind guvernate de propriile sale legi specifice?

Nu numai mișcarea planetară este similară mișcării intraatomice, dar și *topologia* orbitelor planetare este aceeași cu cea a orbitelor permise electronului lui Bohr. Orbitele planetelor sistemului nostru solar nu sînt distribuite nici ele întîmplător în spațiul circumsolar, ci după cunoscuta lege Titius-Bode. Dacă, pornind de la orbita lui Mercur, sau, mai exact, de la un punct situat la aproximativ 60 000 000 km de Soare, se adoptă o unitate de distanță de circa 45 000 000 km, atunci orbitele planetare sînt dispuse după progresia geometrică 2^n unde $n = 1, 2, 3, \ldots$ Conform gravitovortexului aceste orbite sînt „cuantificate" absolut exact ca în modelul atomului lui Bohr.

Din relația avansului de periheliu observăm că pentru o planetă i există relația generală $r_i \delta\theta_i = \text{const}$, care exprimă distanța suplimentară străbătută de planetă în timpul unei perioade complete, în raport cu orbita sa newtoniană. Această distanță suplimentară măsoară evident energia suplimentară pe care o capătă unitatea de masă la nivelul traiectoriei fiecărei planete.

Pentru a putea compara între ele aceste energii va trebui, ținînd cont de relația $fr = r\delta\theta = \text{const}$, să scriem

$$\frac{f_i r_i}{n_i} = \text{const}, \qquad (11.95)$$

unde n_i reprezintă numărul de rotații executate de planeta i într-un interval oarecare de timp. Să raportăm aceste energii „suplimentare" (măsurate direct de f) la nivelul orbitei planetei Mercur; vom nota deci cu $\varepsilon_i = \mathcal{M}_i/\mathcal{M}_m$ raportul momentelor cinetice corespunzătoare unității de masă și cu $t_i = n_i/n_m$ raportul perioadelor corespunzătoare. Relația (11.95) se poate scrie atunci

$$f_i = f_m \frac{t_i}{\varepsilon^2} \qquad (11.96)$$

și ne arată că corecția f_i a cîmpului gravitovortex este proporțională cu pătratul „numărului de ordine" al orbitei, dacă considerăm orbita lui Mercur drept „orbită fundamentală".

Putem calcula valoarea f_m fie din relația avansului de periheliu, fie utilizînd direct valoarea observată a acestui avans al lui Mercur $\delta\theta = 10{,}27 \cdot 10^{-2}{}''/$revoluție. Cu ajutorul relației (11.96) s-au calculat în tabelul 31 valorile f_i corespunzătoare fiecărei planete, în ordinea dispunerii naturale a orbitelor.

Tabelul 31

Planeta	M	V	P	M	J	S	U	N	P
$10^{-2} f_i$	10,27	2,06	0,93	0,32	0,014	0,0032	0,00041	0,00018	0,000097

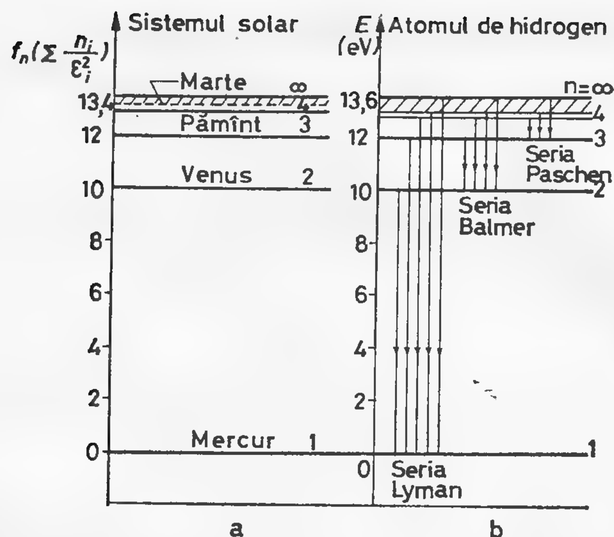


Fig. 101. O „coincidență" stranie revelată de gravitovortex: nivelele energetice ale orbitelor planetare în sistemul solar (*a*) și în atomul de hidrogen (*b*) sînt perfect analoage.

În figura 101, a sînt prezentate, conform datelor din tabel, „nivelele energetice" corespunzătoare fiecărei orbite planetare; ele sînt absolut similare nivelelor energetice ale orbitelor atomului de hidrogen al lui Bohr, care sînt prezentate alăturat (fig. 101, b) conform diagramei Grotrian.

Avansul de periheliu al electronului a fost pentru prima dată „observat" de Sommerfeld în 1916. Folosind aparate spectrale cu putere de separație mare, s-a observat așa-numita structură fină a spectrului atomilor hidrogenoizi, ceea ce înseamnă scindarea liniilor spectrale în mai multe componente, foarte apropiate unele de altele. Această scindare arată că energia electronului nu este univoc determinată de numărul cuantic principal și că pentru aceeași valoare a lui n există mai multe stări energetice diferite.

Păstrînd intacte postulatele lui Bohr, Sommerfeld a crezut mai întîi că transformarea orbitelor circulare electronice în orbite eliptice ar putea rezolva problema. O orbită eliptică poate fi cu ușurință cuantificată, dacă vom utiliza două numere cuantice întregi, unul corespunzînd mișcării unghiulare (n') și celălalt mișcării radiale (k). Sommerfeld observă însă că energia unui electron care descrie o astfel de orbită eliptică cuantificată depinde numai de suma $n = n' + k$, unde n este chiar numărul cuantic principal al lui Bohr, adică această energie a electronului este univoc determinată tocmai de acest număr cuantic!

Părea evident că este necesară aici o *energie suplimentară, rezultată dintr-o mișcare nekepleriană*, un termen adițional la termenul Balmer, în sfîrșit, ceva de forma

$$E = -\frac{Rh}{n^2} + \varepsilon(n, k). \tag{11.97}$$

Mișcarea nekepleriană necesară a fost identificată de Sommerfeld cu un avans al periheliului orbitei electronului similar avansului de periheliu al planetei

Mercur, pe care numai cu un an înainte teoria relativității generale îl explicase într-un mod strălucit conform soluției Schwarzschild.

Cititorul neavizat își va imagina probabil că aceasta a fost o coincidență fericită și că relativitatea generală a pus imediat la dispoziția teoriei electricității mijloacele sale pentru explicarea avansului de periheliu al electronului. Din păcate lucrurile nu stau așa, metodele relativității generale nu sînt deloc aplicabile în teoria electricității și Sommerfeld a trebuit să se descurce cum a putut. Desigur forța corectivă gravitovortex — a cărei proveniență o cunoaștem precis — ar fi rezolvat natural și această problemă la fel cum a rezolvat și problema similară a avansurilor planetare de periheliu, dar pe atunci gravitovortexul nu apărea încă prea clar pentru fizicieni.

Sommerfeld a găsit totuși o cale de ieșire presupunînd un efect al relativității ... restrînse: variația masei electronului cu viteza. Mișcîndu-se pe o orbită circulară, masa electronului este constantă, deoarece viteza lui are aceeași valoare absolută tot timpul. Pe orbite eliptice electronul va avea o viteză mai mare la afeliu și mai mică la periheliu, ceea ce echivalează cu o variație periodică a masei, care va fi cu atît mai mare cu cît excentricitatea elipsei este mai mare. Din cauza acestei variații de masă se schimbă energia electronului și nivelul energetic corespunzător numărului cuantic principal se scindează în n nivele energetice distincte foarte apropiate. Multiplicitatea scindării liniilor spectrale găsită astfel a fost însă cu mult mai mare decît cea reală și a trebuit să se introducă suplimentar anumite reguli de selecție empirice, care nu pot fi justificate teoretic.

Lucrurile stau încă cu mult mai rău, deoarece, dacă excităm atomii într-un cîmp magnetic exterior **H**, putem observa ușor o altă scindare netă a liniilor spectrale: de exemplu liniile monocromatice ale atomului de hidrogen se „despică" în două sau trei linii monocromatice (efectul Zeeman normal). Cum ar putea influența, conform legilor actuale ale fizicii, un cîmp magnetic exterior *masa inerțială* a electronului aflat în mișcare în jurul nucleului atomic provocînd astfel o variație a acestei mase proporțională cu intensitatea cîmpului?

O astfel de proporționalitate între cantitatea de mișcare și un cîmp magnetic, respectiv între momentul cinetic unghiular și un moment magnetic, nu este posibilă decît conform legilor electromagnetismului și teoria cuantică nu s-a sfiit — în ciuda primului postulat al lui Bohr — să utilizeze aceste legi.

Să presupunem (fig. 102) un electron cu masa m și sarcina e mișcîndu-se pe o orbită circulară cu viteza **v** în jurul nucleului. Mărimea momentului cinetic unghiular $\boldsymbol{M}_0$ al electronului, al cărui vector reprezentativ este perpendicular pe planul orbitei, este dată de relația cunoscută

$$\mathcal{M}_0 = m\, v\, r. \tag{11.98}$$

Mișcarea orbitală a electronului echivalează cu un mic curent circular și conform legilor electrodinamicii se știe că un curent circular **I** dă naștere unui

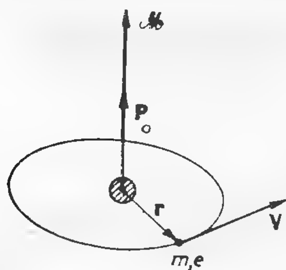


Fig. 102. Mișcarea unui electron în jurul nucleului atomic este guvernată totuși de legile electromagnetismului.

moment magnetic $\mathbf{P}_0$ perpendicular pe planul orbitei circulare. Curentul I reprezintă sarcina ce trece prin orice punct al orbitei în unitatea de timp, adică sarcina e înmulțită cu frecvența de rotație

$$I = e \frac{v}{2\pi r}. \qquad (11.99)$$

Mărimea momentului magnetic $\mathbf{P}_0$, generat de mișcarea orbitală circulară a electronului, numit moment magnetic orbital, va fi dată de intensitatea curentului I înmulțită cu suprafața orbitei πr^2, adică

$$P_0 = \frac{e v r}{2\pi}. \qquad (11.100)$$

Cei doi vectori caracteristici ai mișcării, $\boldsymbol{M}_0$ și $\mathbf{P}_0$, fiind coliniari, putem scrie

$$\frac{P_0}{\mathfrak{M}_0} = \frac{e}{2m}, \qquad (11.101)$$

și observăm că acest raport caracteristic nu depinde nici de viteză nici de rază. Se poate demonstra ușor că el are exact aceeași valoare și în cazul unui sistem oarecare de sarcini care se mișcă pe orbite eliptice, cu condiția ca *raportul e/m al tuturor particulelor care alcătuiesc sistemul să fie același* [122]. Anticipînd asupra rezultatelor noastre ulterioare, vom spune că mișcarea gravitovortex a unei planete în jurul Soarelui dă, de asemenea, naștere unui moment magnetic orbital care satisface aceeași relație (11.101) ca și mișcarea electronului în jurul nucleului atomic.

Una din consecințele proporționalității dintre momentul magnetic și momentul unghiular este aceea că dacă un atom este introdus într-un cîmp magnetic $\mathbf{H}$, atunci apare o mișcare de precesie a planului orbitei electronului în jurul direcției cîmpului. Să presupunem că avem vectorul moment magnetic $\mathbf{P}_0$ suspendat liber într-un cîmp magnetic uniform $\mathbf{H}$. El va interacționa imediat cu cîmpul $\mathbf{H}$ și va simți un cuplu

$$\boldsymbol{\tau} = \mathbf{P}_0 \times \mathbf{H}, \qquad (11.102)$$

care tinde să-l aducă paralel cu direcția cîmpului. Dar magnetul atomic (electronul rotindu-se în jurul nucleului) este de fapt un giroscop, el are un moment cinetic unghiular $\boldsymbol{M}_0$, care, datorită momentului de inerție, se opune acestei alinieri; prin urmare, cuplul $\boldsymbol{\tau}$, datorat cîmpului magnetic, nu va provoca alinierea magnetului atomic (a vectorului moment magnetic). În loc de aliniere, momentul unghiular $\boldsymbol{M}_0$ și, împreună cu el, momentul magnetic $\mathbf{P}_0$ vor căpăta o *mișcare de precesie* în jurul unei axe paralele cu cîmpul $\mathbf{H}$ (fig. 103).

Să presupunem că într-un interval de timp Δt momentul unghiular se modifică de la $\boldsymbol{M}_0$ la $\boldsymbol{M}'_0$, așa cum este desenat în figura 104, avînd același unghi θ cu direcția cîmpului magnetic $\mathbf{H}$. Să notăm cu ω_p viteza unghiulară a precesiei, astfel că în timpul Δt unghiul de precesie este $\omega_p \Delta t$. Din geometria figurii vedem că variația momentului unghiular în timpul Δt este

$$\Delta\mathfrak{M}_0 = (\mathfrak{M}_0 \sin\theta)(\omega_p \Delta t). \qquad (11.103)$$

Astfel, viteza de variație a momentului unghiular poate fi scrisă

$$\frac{d\mathfrak{M}_0}{dt} = \omega_p \mathfrak{M}_0 \sin\theta \qquad (11.104)$$

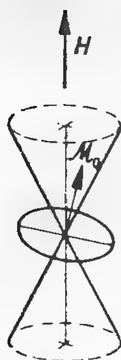


Fig. 103. Precesia momentelor orbital și de spin ale electronului este perfect analoagă precesiei momentelor corespondente ale planetei Pămînt (v. fig. 151)

și ea trebuie să fie egală cu cuplul

$$\tau = P_0 H \sin \theta. \tag{11.105}$$

Viteza unghiulară de precesie va fi

$$\omega_p = \frac{P_0}{\mathfrak{M}_0} H, \tag{11.106}$$

sau, ținînd cont de (11.101),

$$\omega_p = \frac{e}{2m} H. \tag{11.107}$$

Cu ajutorul momentului magnetic orbital $\mathbf{P}_0$ și al mișcării suplimentare de precesie, rezultată conform cu cele de mai sus, s-a putut explica despicarea liniilor spectrale prin efect Zeeman normal, deoarece s-a căpătat posibilitatea introducerii unui nou număr cuantic, numit *număr cuantic magnetic* l; aceasta presupune o cuantificare în spațiu, corespunzătoare pozițiilor pe care planul orbitei electronului le poate lua în raportul cu cîmpul exterior **H**.

Dacă introducem un atom excitat într-un cîmp magnetic omogen **H**, acest cîmp va interacționa cu momentul magnetic orbital $\mathbf{P}_0$, tinzînd să-l alinieze pe direcția cîmpului; momentul de inerție datorat mișcării orbitale se va opune însă acestei alinieri și rezultatul va fi o mișcare de precesie a vectorului $\mathbf{P}_0$ (respectiv a momentului cinetic unghiular $\boldsymbol{M}_0$ și deci a planului orbitei) în jurul direcției cîmpului (fig. 103), perfect similară precesiei giroscopului. Cuanti-

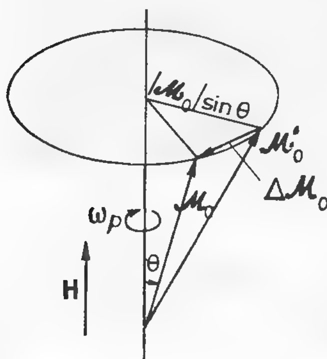


Fig. 104. Un corp material (electron sau planetă) cu un moment unghiular $\mathfrak{M}_0$ și un moment magnetic paralel $\mathbf{P}_0$, situat într-un cîmp magnetic **H**, are o precesie cu viteza unghiulară ω_p în jurul direcției cîmpului (v. fig. 105).

ficînd această precesie la fel ca și momentul cinetic, adică presupunînd că proiecția (componenta) p a momentului cinetic pe direcția cîmpului nu poate fi decît un multiplu întreg de $h/2\pi$, $p = lh/2\pi$ (planul orbital nu poate avea decît anumite poziții în spațiu), fiecărei orbite staționare a lui Bohr îi vor corespunde două sau trei asemenea poziții suplimentare ale planului orbital, care, la rîndul lor, corespund despicării observate a atomilor hidrogenoizi (dubleți sau tripleți).

Existența momentului magnetic orbital și orientarea sa cuantificată au fost direct puse în evidență prin experimentul lui Stern și Gerlach (1921).

Numai legătura dintre avansul periheliului electronului ca urmare a efectului relativist de variație a masei cu viteza (care presupune un plan orbital fix în spațiu, avînd o orientare arbitrară) cu precesia planului orbital, ca urmare a interacțiunii momentului magnetic orbital $\mathbf{P}_0$ cu cîmpul magnetic **H**, nu este prea clară aici. De fapt așa cum arată M. Born [20], înțelegerea coerentă a efectului Zeeman normal este dată de explicația lui Lorentz, bazată pe teorema lui Larmor. Această teoremă afirmă următoarele [85].

„Comportarea unui sistem de sarcini avînd raportul e/m identic, care execută o mișcare finită într-un cîmp electric central simetric și într-un cîmp magnetic uniform slab **H**, este *echivalentă* cu comportarea aceluiași sistem de sarcini în același cîmp electric într-un referențial în rotație uniformă cu viteza unghiulară $\omega_p = eH/2\,m$".

Lorentz afirmă deci că prin acțiunea cîmpului magnetic i se imprimă sistemului atomic (electronului) o mișcare de rotație suplimentară cu frecvența Larmor ω_p (identică cu cea dată de relația (11.107)), adică o mișcare suplimentară pur circulară, fără armonice. Teoria cuantică ajunge la această explicație a lui Lorentz numai pe baza principiului de corespondență [236] despre care vom vorbi imediat.

Dar o mișcare suplimentară pur circulară nu poate fi imprimată electronului de cîmpul magnetic **H**, așa cum presupune Lorentz, ci numai de o forță corectivă la legea lui Coulomb ca în gravitovortex. Într-adevăr, energia unei sarcini electrice așa cum este electronul nu depinde, conform legilor electromagnetismului, de potențialul vector, ci numai de potențialul scalar. Altfel spus, cîmpul magnetic **H** nu poate influența energia cinetică a sarcinilor; numai un cîmp electric poate modifica această energie. Energia suplimentară pentru ca electronul să execute mișcarea sa suplimentară conform cu cele de mai sus („avansul de periheliu") nu poate fi deci furnizată decît de forța suplimentară gravitovortex, care este o forță de natură electrică.

După cum se vede, luarea în considerație a acestei forțe suplimentare ar fi rezolvat multe din problemele mișcării intraatomice, dar, din păcate fizica continuă să o ignore și astăzi. Oricum, putem constata că gravitovortexul este într-o foarte bună concordanță cu această mișcare intraatomică ca și cu mișcarea corpurilor în sistemul solar. Mai mult, această dublă concordanță ne va permite să dovedim în continuarea lucrării de față că în cele două sisteme materiale separate de scări cosmice atît de diferite, mișcările sînt absolut identice, cel puțin pînă la nivelul structurii hiperfine a spectrelor atomice. Pe această bază vom putea explica în capitolul următor multe mișcări planetare insolite și efectele lor ușor măsurabile pe planeta Pămînt, dar care nu au încă o explicație în prezent.

Iată una dintre consecințele acestei concordanțe, pe care o vom ilustra cantitativ în capitolul care urmează. Din cele spuse mai sus, rezultă că *viteza unghiulară suplimentară a electronului („avansul de periheliu") în mișcarea sa orbitală este perfect egală cu viteza unghiulară a precesiei momentului unghiular,*

adică a precesiei planului orbital. În § 12 vom regăsi din datele de observație cele mai recente că o asemenea egalitate este perfect respectată și în mișcarea planetei Pămînt: *variația seculară suplimentară a oblicității eclipticii (adică a înclinării planului care conține orbita terestră) este perfect egală cu avansul secular de periheliu al planetei.*

Dar datorită variației suplimentare a planului orbital terestru apar și alte mișcări suplimentare, care pot fi de asemenea măsurate precis în prezent, așa cum ar fi, de exemplu, un *avans secular suplimentar al liniei nodurilor.* Toate aceste mișcări suplimentare reale, revelate încă de celebrul tablou al inegalităților seculare al lui S. Newcomb (§ 3) sînt pe larg confirmate și precizate de rezultatele cele mai recente ale mecanicii cerești și ele trebuie desigur să fie explicate coerent de teoria gravitației.

Spre deosebire de acum mai bine de o jumătate de secol, simpla explicare a avansului de periheliu al planetelor nu mai este suficientă nici măcar în mecanica cerească. *Orice teorie modernă care încearcă să explice acest avans va trebui să explice în același timp și la aceeași valoare variația reziduală a oblicității eclipticii și avansul liniei nodurilor, pe care precesia amintită o antrenează.* După cîte cunoaștem, numai gravitovortexul este compatibil cu o asemenea performanță.

Revenind la mișcarea intraatomică, vom spune că explicarea efectului Zeeman normal a dus la o mai bună cunoaștere a structurii reale a mișcării electronului în jurul nucleului, dar că această mișcare s-a dovedit a fi încă și mai complicată. După cum se știe, dacă atomul excitat este introdus într-un cîmp magnetic foarte slab, liniile sale spectrale se despică nu numai în dubleți sau tripleți, ci în mai multe componente: este așa-numitul *efect Zeeman anomal.* Considerînd cele trei grade de libertate ale mișcării orbitale „spațiale" a electronului, această mișcare este complet determinată și descrisă de cele trei numere cuantice n, k, l; orice altă despicare a termenilor spectrali, decît cea condiționată de aceste numere cuantice date, este deci de neînțeles, atîta vreme cît acceptăm ideea că mișcarea electronului este cel mult triplu periodică, corespunzător mișcării sale orbitale.

Constrînși de rezultatele experimentale, *Uhlenbeck și Goudsmit au ajuns la concluzia* (1925) *că aceste rezultate experimentale pot fi înțelese, calitativ și cantitativ, numai dacă vom presupune că electronul are și o mișcare de rotație în jurul axei proprii (mișcarea de spin).* Această nouă mișcare presupune evident un moment cinetic de spin $\boldsymbol{M}_s$ și un moment magnetic de spin $\mathbf{P}_s$ corespunzător. Cu ajutorul acestor noi mărimi suplimentare vom putea căpăta o mișcare nouă a electronului (o precesie suplimentară datorată interacțiunii dintre $\mathbf{P}_s$ și cîmpul magnetic $\mathbf{H}$), care va fi cuantificată de un alt număr cuantic s și care va permite explicarea după regula cunoscută (fig. 105) nu numai a efectului Zeeman normal și anomal, dar și a efectului intermediar Paschen-Back, adică va permite — pe scurt — explicarea interacțiunii atomului excitat cu un cîmp magnetic exterior dat, interacțiune revelată de structura spectrului atomic. În subsidiar, și acesta este aspectul care ne interesează în mod deosebit, ea permite *identificarea mișcărilor reale ale electronului în interiorul structurii atomice și caracteristicile acestei mișcări.*

Descoperirea spinului electronic, impusă de rezultatele experimentale, s-a dovedit fundamentală, poate cea mai fundamentală caracteristică a particulelor elementare; o mare parte a dezvoltării fizicii teoretice pînă în zilele noastre apare ca o consecință directă a acestei descoperiri. Explicația acestei situații este simplă: *descoperirea autorotației electronului înseamnă descoperirea faptului că această particulă* (*ca și toate particulele elementare*) *nu este un simplu*

punct material, ci are dimensiuni finite, punctele materiale nu pot avea mişcări de autorotaţie. Exploatarea acestei descoperiri în diversele modele teoretice (ecuaţia lui Dirac etc.) a permis o serioasă apropiere a acestor modele de realitatea fizică.

Interesant şi semnificativ este faptul că deşi rotaţia planetelor în jurul axelor proprii a fost de mult descoperită, ea nu joacă practic nici un rol în teoria actuală a gravitaţiei, care operează în continuare cu puncte materiale, dar care pretinde totuşi să explice coerent structura mişcării observate în sistemul solar şi oriunde în univers. *În gravitovortex mişcarea de spin a planetelor, cu momentele sale magnetice şi unghiulare, perfect asemănătoare celor ale electronului, joacă un rol de prim ordin, cu implicaţii profunde în înţelegerea multor fenomene planetare,* care nu au putut fi explicate pînă în prezent (cap. 12).

Mărimea momentului de spin al electronului rezultă simplu din fenomenele cunoscute în legătură cu spectrele alcalinelor. Acest moment trebuie desigur să fie cuantificat şi acelaşi lucru este valabil pentru componenta sa după o direcţie preferenţială (de exemplu, direcţia unui cîmp magnetic extern). Deci dacă valoarea momentului cinetic de spin este s (în unităţi $h/2\pi$), după regulile de cuantificare spaţială trebuie să existe $2s + 1$ poziţii posibile în raport cu direcţia preferenţială; componentele individuale ale lui s diferă una de alta printr-o unitate.

Experienţa arată însă că termenii sodiului, cu excepţia termenilor s, sînt dubli. Aceasta impune condiţia ca momentul de spin să aibă numai două orientări posibile, deci trebuie să avem $2s + 1 = 2$ sau $s = 1/2$ (în unităţi $h/2\pi$); *cele două orientări posibile sînt în direcţia unei axe oarecare (z) şi în sens contrar acestei direcţii.* Cu alte cuvinte componenta Z a momentului de spin are ca valoare absolută o *jumătate de cuantă* de moment cinetic, avînd în vedere faptul că momentul cinetic orbital este mereu un multiplu întreg al mărimii $h/2\pi$, care poate fi considerată o „cuantă de moment cinetic".

În mod concret, pentru explicarea efectului Zeeman anomal este necesar să se presupună că raportul dintre momentul magnetic de spin $\mathbf{P}_s$ şi momentul cinetic de spin $\boldsymbol{M}_s$ este

$$\frac{P_s}{\mathfrak{M}_s} = \frac{e}{m}, \tag{11.108}$$

valoare de două ori mai mare decît raportul momentelor orbitale corespunzătoare $\mathbf{P}_0$ şi $\boldsymbol{M}_0$ (11.101). Această situaţie „stranie" este cunoscută în fizică sub numele de *anomalia magnetomecanică* sau anomalia de spin şi ea a contribuit în cea mai mare măsură la imprimarea direcţiei nonfigurative de dezvoltare a fizicii teoretice moderne. În § 12.3 vom căpăta o explicaţie — sperăm satisfăcătoare şi foarte concretă — a acestei „anomalii".

Să rezumăm acum — conform interpretărilor vectoriale uzuale — mişcările pe care un electron le execută într-un sistem atomic, mişcări pe care — datorită celor mai recente rezultate ale mecanicii cereşti şi ale geofizicii — le vom regăsi integral şi în sistemul planetar solar.

Un electron care se roteşte în jurul nucleului are deci un moment cinetic orbital $\boldsymbol{M}_0$; pe lîngă acesta el are şi un moment cinetic de spin $\boldsymbol{M}_s$, datorat rotaţiei în jurul axei proprii. Se pune întrebarea care este momentul cinetic rezultant, adică cum trebuie să se compună aceste două momente? Teoria Bohr-Sommerfeld ar răspunde simplu că ele trebuie să se compună după metoda adunării vectoriale. Conform mecanicii cuantice moderne, este valabilă aceeaşi regulă pentru compunerea lor, deşi pentru demonstraţie (Neumann, 1927) sînt necesare metode matematice speciale (teoria grupurilor). Din ecuaţia

lui Dirac rezultă, de asemenea, că în atomul hidrogenoid momentul orbital se cuplează cu momentul de spin, dînd naştere la un moment total cuantificat de numărul cuantic „intern“ ($j = l + s$), care va determina, împreună cu numărul cuantic principal, energia electronului. Prin urmare, aceste momente se compun vectorial (fig. 105)

$$\boldsymbol{M} = \boldsymbol{M}_0 + \boldsymbol{M}_s. \qquad (11.109)$$

Reamintim faptul că în teoria actuală a gravitaţiei nu există un astfel de cuplaj, deoarece planetele fiind considerate punctiforme, $\boldsymbol{M}_s = 0$. Aceasta face ca energia cinetică a unei planete să fie determinată numai de valoarea $\boldsymbol{M}_0$, ignorîndu-se energia asociată lui $\boldsymbol{M}_s$, cu consecinţele cunoscute. Considerarea cuplajului $\boldsymbol{M}_0 - \boldsymbol{M}_s$ nu este posibilă decît într-o teorie care ţine cont de dimensiunile finite ale corpurilor în mişcare.

Corespunzător momentelor cinetice, electronul posedă şi momentele magnetice $\mathbf{P}_0$ şi $\mathbf{P}_s$, a căror valoare este dată respectiv de relaţiile (11.101) şi (11.108). Cum să compunem aceste momente magnetice? Momentele cinetice fiind cuplate se presupune şi cuplarea momentelor magnetice, această cuplare făcîndu-se după regula de adunare a vectorilor (fig. 105).

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_0 + \mathbf{P}_s. \qquad (11.110)$$

Momentul magnetic orbital $\mathbf{P}_0$ este coliniar cu momentul cinetic orbital $\boldsymbol{M}_0$ şi momentul magnetic de spin $\mathbf{P}_s$ este coliniar cu momentul cinetic de spin $\boldsymbol{M}_s$. Din cauza anomaliei de spin, momentul magnetic total $\boldsymbol{M}$ nu va mai fi însă coliniar cu momentul magnetic total $\mathbf{P}$ (fig. 105). Prin urmare, momentul magnetic $\mathbf{P}$ va executa o mişcare de precesie în jurul momentului cinetic $\boldsymbol{M}$ (dacă nu ar exista anomalia de spin, adică dacă vectorii $\mathbf{P}_0$ şi $\mathbf{P}_s$ ar fi egali, $\boldsymbol{M}$ ar fi coliniar cu $\mathbf{P}$ şi precesia amintită, necesară explicării efectului Zeeman anomal, nu ar mai putea avea loc).

Dacă atomul excitat este plasat într-un cîmp magnetic exterior $\mathbf{H}$, orientarea momentului cinetic va fi cuantificată şi planul orbitei electronului va executa o mişcare de precesie în jurul direcţiei acestui cîmp, păstrîndu-şi înclinarea faţă de acesta. În consecinţă, momentul magnetic $\mathbf{P}$ va executa o dublă mişcare de precesie, odată în jurul momentului cinetic total $\boldsymbol{M}$ şi împreună cu acesta din urmă în jurul direcţiei cîmpului magnetic $\mathbf{H}$. Aceste mişcări sînt ilustrate în figura 106.

Energia de interacţiune dintre cîmpul magnetic şi momentul magnetic al electronului depinde de unghiul format de direcţia cîmpului $\mathbf{H}$ şi vectorul momentului magnetic total $\mathbf{P}$. Cum acesta din urmă efectuează o dublă precesie, unghiul variază mereu în timp şi astfel va varia şi energia de interacţiune. Se poate calcula însă o valoare medie în timp. Pentru aceasta se des-

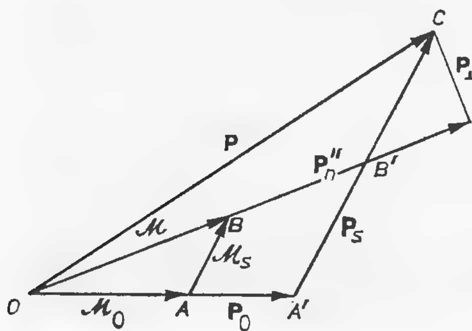
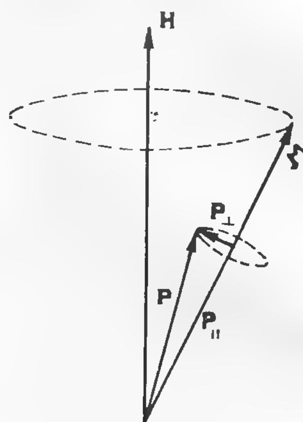


Fig. 105. Compunerea momentelor unghiulare şi magnetice rezultate din mişcarea electronului în sistemul atomic sau din mişcarea unei planete în sistemul solar (v. fig. 139).

Fig. 106. Dubla precesie a momentului magnetic.



compune vectorul **P** în două componente: una ($\mathbf{P}_{\parallel}$) coliniară cu M, cealaltă ($\mathbf{P}_{\perp}$) perpendiculară pe M,

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_{\parallel} + \mathbf{P}_{\perp}. \tag{11.111}$$

Astfel, în prezența unui cîmp magnetic exterior slab, electronul se va comporta din punct de vedere magnetic ca și cum ar avea momentul magnetic $\bar{\mathbf{P}}$, unde bara indică valoarea medie în timp; însă media în timp a lui **P** este egală cu proiecția $\mathbf{P}_{\parallel}$, deoarece componenta $\mathbf{P}_{\perp}$ se anulează la mediere. Cînd cîmpul magnetic exterior **H** este deci slab, frecvența precesiei lui **P** în jurul lui M este cu mult mai mare decît frecvența precesiei lui M în jurul lui **H**, electronul se comportă ca și cînd ar avea efectiv un moment magnetic $\mathbf{P}_{\parallel}$ care, împreună cu M, va executa o precesie în jurul lui **H**.

Dacă mărim intensitatea cîmpului exterior **H** pînă cînd cele două frecvențe au același ordin de mărime, nu va mai putea fi vorba de media în timp a lui $\bar{\mathbf{P}}$, ci chiar de **P**: sîntem acum în domeniul efectului intermediar Paschen-Back. Putem descrie în alt fel acest efect, spunînd că energia internă a mișcării de precesie în jurul lui M devine comparabilă cu energia „externă" a mișcării de precesie a lui M în jurul lui **H**, astfel încît despicarea de structură fină, care depinde de spin, este de același ordin de mărime cu despicarea termenilor în cîmpul magnetic.

Dacă intensitatea cîmpului este și mai mult mărită, astfel încît energiile dependente de orientarea în cîmp să devină mult mai mari decît energia de cuplare dintre momentul cinetic orbital M_0 și momentul cinetic de spin M_s, atunci cuplajul este anulat complet, iar momentele cinetice orbital și de spin (deci și momentele magnetice corespunzătoare) efectuează independent o mișcare de precesie în jurul lui **H**.

Vom încheia aici sumara noastră incursiune privind principalele mișcări intraatomice ale electronului (așa cum sînt ele înțelese uzual conform modelului vectorial) și condițiile experimentale specifice care au dus la descoperirea lor. Anticipînd asupra rezultatelor pe care le vom prezenta în capitolul următor, vom spune că exact aceleași mișcări, avînd exact aceleași semnificații, sînt executate și de planetele sistemului nostru solar. Cititorul poate anticipa ușor aceste rezultate gîndindu-se la faptul că dacă *aceste corpuri cerești posedă — ca și Soarele — conform gravitovortexului o sarcină electrică* $e = \sqrt{G_0}m$, *mișcările lor de revoluție și de rotație în jurul axelor proprii vor da naștere nu numai unor momente cinetice orbitale și de spin, dar și unor momente magnetice orbitale și de spin.*

Interacțiunile dintre aceste mărimi planetare gravitovortex nu numai că sînt perfect similare celor discutate mai sus, dar ele pot fi puse în evidență direct, cu mult mai concludent decît în cazul structurii hiperfine a spectrelor atomice. De exemplu, precesia momentelor magnetice ale Pămîntului este efectiv revelată de măsurătorile executate zi de zi, timp de sute de ani în șir, de către foarte multe stații magnetometrice răspîndite pe toată suprafața planetei. Asemenea interacțiuni — absolut inaccesibile teoriilor actuale ale gravitației — permit înțelegerea multor fenomene geofizice cu largi implicații în activitatea practică și care nu pot fi explicate în prezent.

Din analiza noastră sumară rezultă totuși într-un mod izbitor faptul că evoluția cunoștințelor asupra electricității (mai exact asupra mișcării intraatomice) este marcată de exact aceleași probleme practice ca și cea privind cunoștințele asupra gravitației (mai exact, asupra mișcării planetare), așa cum se vede și din schița sinoptică prezentată în tabelul 32. Aceste probleme, apărute la un moment dat (pînă și ordinea cronologică a apariției lor este perfect similară) ca defecțiuni ale teoriei în raport cu interpretarea *datelor de observație*, dovedesc în mod concludent că ele sînt datorate unor cauze comune, în ciuda faptului că pentru rezolvarea lor au fost propuse soluții diferite. Aceste cauze sînt în mod evident neglijarea forței suplimentare gravitovortex și a cadrului conceptual al gravitovortexului așa cum sugerează și tabloul.

Aceleași cauze, aceleași efecte! Posibilitatea gravitovortexului de a interpreta dintr-un singur punct de vedere fenomene fizice care sînt explicate în prezent de o mulțime de teorii și mecanisme specifice disparate reprezintă o nouă dovadă — pe lîngă celelalte prezentate anterior — asupra valabilității acestei teorii, valabilitate rezultată direct din generalizarea deplină a sistemelor de referință inerțiale. În mod strict specific, mișcarea intraatomică a electronilor — în interpretarea cuantică clasică sau modernă — dovedește pe deplin valabilitatea sistemelor vortexinerțiale.

Desigur cititorul nu va confunda gravitovortexul cu modelul atomic Bohr-Sommerfeld. Acest model al mișcării intraatomice este, cu toate succesele sale, un model incoerent, elaborat conform conceptelor clasice privind sistemele de referință inerțiale. Tocmai de aici a rezultat, așa cum am văzut, necesitatea invalidării legilor electromagnetismului în microcosmos, cu toate că teoria Bohr-Sommerfeld a fost obligată să folosească pe larg aceste legi. Pentru a salva această teorie, Bohr a formulat *principiul său de corespondență*, conform căruia pentru $h \to 0$, sau, ceea ce este o condiție echivalentă, pentru $n \to \infty$, teoria cuantică trebuie să furnizeze aceleași rezultate ca și electrodinamica clasică.

Justificarea acestei ipoteze este următoarea. După electrodinamica clasică atomul hidrogenoid trebuie să emită radiație electromagnetică, a cărei frecvență trebuie să fie egală cu frecvența de rotire a electronului. Folosind relațiile (11.79) și (11.81) pentru această frecvență de rotire se obține expresia

$$\nu_r = \frac{v_n}{2\pi r_n} = \frac{m_0 Z^2 e^4}{2\pi \hbar^3 n^3}. \tag{11.112}$$

Teoria cuantelor ne dă frecvența radiației emise cînd tranziția are loc din starea cu numărul cuantic principal n în cea cu $n - 1$, în conformitate cu (11.87), sub forma

$$\nu_{n-1,\,n} = \frac{m_0 Z e^4}{4\pi \hbar^3}\left[\frac{1}{(n-1)^2} - \frac{1}{n^2}\right] = \frac{m_0 Z^2 e^4}{4\pi \hbar^3}\,\frac{2n-1}{n^4 - 2n^3 + n^2}. \tag{11.113}$$

Tabelul 32

Tabel sinoptic privind succesiunea cronologică a unor neconcordanțe apărute în dezvoltarea teoriilor gravitației și electricității și a diverselor soluții propuse pentru rezolvarea lor

Forța care guvernează mișcarea	TEORIA GRAVITAȚIEI: MIȘCAREA PLANETARĂ								
	Defecțiunea I	Rezolvare	Defecțiunea II	Rezolvare	Defecțiunea III	Rezolvare	Defecțiunea IV	Rezolvare	Alte defecțiuni
$F_N = G_0 \frac{Mm}{r^2}$	Necorespondența perioadelor mișcării	Artificiul mișcării în jurul punctului „fix în univers"	Avansul de periheliu	Relativitatea generală	Variația oblicității eclipticii	?	Variația cîmpului geomagnetic	?	→
↓ + →		↓		↓		↓		↓	
Forța suplimentară F_v = GRAVITOVORTEX									
↑		↑		↑		↑		↑	
$F_C = \frac{e^2}{r^2}$	Necorespondența perioadelor mișcării	Artificiul mișcării în jurul punctului fix în univers	Avansul de periheliu	Relativitatea restrînsă	Variația oblicității planului orbital	Precesia momentelor orbitale	Efectul Zeeman anomal	Precesia momentelor de spin	Alte defecțiuni →
	Defecțiunea I	Rezolvare	Defecțiunea II	Rezolvare	Defecțiunea III	Rezolvare	Defecțiunea IV	Rezolvare	
Forța care guvernează mișcarea	TEORIA ELECTRICITĂȚII: MIȘCAREA INTRAATOMICĂ								

Este evident că pentru $n \to \infty$ limita acestei expresii este tocmai ν_r, dat de (11.112), adică pentru n foarte mare frecvenţa emisă va fi tocmai frecvenţa de rotire, existînd astfel o corespondenţă între electrodinamica clasică şi teoria cuantică.

Bohr a făcut o generalizare îndrăzneaţă, dar nu tocmai coerentă, presupunînd că deoarece pentru numerele cuantice principale mari electrodinamica clasică şi teoria cuantelor duc la rezultate identice, intensitatea radiaţiei, starea de polarizare, regulile de selecţie, pe scurt toate acele fenomene care nu puteau fi explicate prin modelul iniţial, ar putea fi deduse din electrodinamica clasică, concluziile fiind aproximativ valabile şi pentru numerele cuantice mai mici. După cum se vede clar de aici, Bohr reintroduce astfel în domeniul microcosmosului, în contradicţie cu postulatul său, legile electromagnetismului, impuse de datele experimentale. Principiul corespondenţei a adîncit profund caracterul contradictoriu al teoriei Bohr-Sommerfeld, dar el certifică *retroactiv* sistemele vortexinerţiale şi gravitovortexul în general.

Într-adevăr acest principiu s-a dovedit o adevărată baghetă magică. Rezultatele obţinute cu ajutorul lui au fost concordante cu datele experimentale privind intensitatea liniilor spectrale şi polarizarea lor. Regulile de selecţie deduse mai înainte pe cale empirică au găsit şi ele un suport teoretic. Pe baza principiului de corespondenţă s-au putut interpreta despicarea liniilor spectrale în cîmp magnetic şi electric (efectul Stark), intensitatea şi starea de polarizare a liniilor obţinute în urma polarizării etc.

Principiul de corespondenţă încearcă să împace postulatele cuantice nu numai cu mecanica şi electrostatica clasică, dar şi cu electrodinamica clasică. Or, postulatele cuantice au fost introduse tocmai în locul teoremelor de bază ale teoriei electromagnetismului şi au exprimat clar inaplicabilitatea legilor acestei teorii la procesele intraatomice. Această contradicţie fundamentală a fizicii anului 1925 a fost aceea care a imprimat în măsură determinantă direcţia actuală de dezvoltare a fizicii teoretice a particulelor elementare, caracterizată prin aceea că a renunţat la orice interpretare intuitivă, cauzală şi deterministă a fenomenelor intraatomice, mulţumindu-se să găsească formalisme matematice capabile să descrie şi să prevadă *statistic* rezultatele datelor experimentale. După o serie de succese, fizica teoretică a particulelor elementare a ajuns în zilele noastre din nou în plin impas, aşa cum vom arăta pe scurt în paragraful următor.

11.3. A CINCEA FORŢĂ

Urmărirea în continuare a evoluţiei fizicii teoretice privind mişcarea particulelor elementare va fi, prin forţa lucrurilor, şi mai sumară: ne vom limita să jalonăm numai cîteva dintre etapele importante ale acestei evoluţii, încercînd să surprindem astfel cîteva dintre ipostazele în care forţa gravitovortex, ignorată de fizică, a continuat totuşi să-şi facă simţită prezenţa, în pofida formalismelor matematice tot mai sofisticate şi mai detaşate de orice interpretare fizică directă.

Finalul acestei evoluţii, care înseamnă fizica teoretică a anilor noştri, este, cum am mai spus, de-a dreptul dramatic: un impas profund cu vaste consecinţe, rezultat din interpretarea noilor date experimentale privind mişcarea particulelor elementare, date care atestă ***încălcarea generală a legilor de conservare ale mişcării***, adică a fundamentelor acestei fizici. Aceasta impune o reconsiderare drastică a acestor fundamente şi unii dintre fizicienii celebri ai

zilelor noastre au formulat deja cerința necesară depășirii acestui impas: *considerarea unei noi interacțiuni fundamentale a naturii, a ceea ce a fost numită cea de a cincea forță a naturii.* Noi vedem în această a cincea forță, revelată de experimentele moderne, exact forța suplimentară gravitovortex atît de bine cunoscută cititorului și vom încerca să demonstrăm aceasta în cele ce urmează.

Apariția numerelor întregi în problemele de micromecanică (ele apar natural în teoria undelor, la calculul fenomenelor de interferență sau rezonanță) și alte analogii asemănătoare i-au sugerat lui de Broglie (1924) o generalizare îndrăzneață: el a presupus anume că dualitatea undă-corpuscul nu este caracteristică numai radiațiilor electromagnetice (fotonilor), ci materiei în general. După teoria cuantelor, energia totală a fotonului valorează exact $h\nu$, iar după teoria relativității restrînse energia totală a unei particule este mc^2, deci pentru un foton putem scrie

$$mc^2 = h\nu \qquad (11.114)$$

și lungimea de undă a fotonului va fi

$$\lambda = \frac{h}{mc} = \frac{h}{p}, \qquad (11.115)$$

unde $p = mc$ reprezintă impulsul particulei.

De Broglie presupune pur și simplu că aceste relații sînt valabile nu numai pentru fotoni, dar și pentru particulele materiale sau chiar pentru orice bucată de materie avînd masa m și viteza v. Pentru acest caz general relația (11.115) devine

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}. \qquad (11.116)$$

Pe această bază de Broglie asociază fiecărei particule cu impulsul p și energia $E = h\nu$, care se mișcă pe direcția axei x, o undă de forma $\psi(x, t) = Ae^{2\pi i(\nu t - kx)}$ unde $k = 1/\lambda$. Această *imagine intuitivă a „particulei concepută ca o singularitate în sînul unui fenomen ondulatoriu întins al cărui centru este particula“* s-a dovedit corectă (confirmată de difracția electronilor de cristale în experimentul Davisson-Germer din 1927) și foarte fecundă. De exemplu, dacă vom asimila electronul plasat pe o orbită în jurul unui nucleu cu o undă staționară de Broglie, se impune cu totul firesc condiția ca perimetrul orbitei să fie un multiplu întreg al lungimii de undă

$$2\pi r = n\lambda, \qquad (11.117)$$

de unde, cu (11.116), vom avea

$$2\pi r = \frac{h}{mv} \qquad (11.118)$$

sau

$$\mathfrak{M} = mvr = n\frac{h}{2\pi} = n\hbar, \qquad (11.119)$$

care nu este altceva decît condiția de cuantificare (11.75) obținută în teoria Bohr-Sommerfeld cu ajutorul unui *postulat adițional.*

E. Schrödinger a elaborat (1926), pe baze matematice riguroase, formalismul noii mecanici, inițiată de de Broglie, și a dezvoltat o metodă abstractă, dar foarte fecundă, pentru tratarea problemelor de mecanică ondulatorie a sistemelor de corpusculi. În această formulare imaginea inițială undă-corpuscul concepută de de Broglie se estompează, particula propriu-zisă dispare: „numai undele (materiale) pot avea o semnificație fizică, iar propagarea lor dă loc, în anumite cazuri, unor aparențe corpusculare" scrie Schrödinger. În loc de electroni ca particule, vom avea în noua mecanică o distribuție continuă a *densității materiale* de undă $|\psi|^2$.

Mecanica ondulatorie apare totuși destul de contradictorie. După această generalizare a teoriei cuantelor, energia unei cuante de Broglie va fi $E = h\nu$, pe care, egalînd-o cu mc^2, obținem pentru impulsul particulei

$$p = mv = \frac{h\nu}{c^2}\, v \tag{11.120}$$

și, din (11.116),

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{c^2}{\nu v}\cdot \tag{11.121}$$

Dat fiind că produsul $\lambda\nu$ dă tocmai viteza de propagare u a unei unde, pentru undele de Broglie rezultă

$$u = \lambda\nu = \frac{c^2}{v}\cdot \tag{11.122}$$

Cum însă pentru o particulă cu masa de repaus diferită de zero $v < c$, rezultă că $u > c$: viteza de propagare a undelor de Broglie ar fi deci mai mare decît viteza de propagare a luminii. Pentru ieșirea din această situație s-a asimilat viteza de propagare u a undelor de Broglie cu „viteza de fază", iar viteza particulei v, cu „viteza de grup", care ar rămîne astfel inferioară lui c.

Considerînd apoi că particula este de fapt un pachet de unde format dintr-un ansamblu de unde, centrul acestui pachet s-ar propaga în spațiu ca o particulă, dar dimensiunile pachetului ar crește necontenit și particula ar deveni din ce în ce mai difuză; la fenomenele de difracție, particula s-ar desface în unde izolate. Toate aceste concluzii sînt incompatibile cu individualitatea observată a particulelor.

În mod similar, considerînd că undele de Broglie sînt formate de fapt din particule, adică iau naștere într-un mediu format dintr-un număr mare de particule, ajungem din nou în contradicție cu faptele experimentale. *Figurile de interferență nu depind de intensitatea fasciculului folosit, ci numai de numărul total de particule care au fost folosite la obținerea figurii respective.* De aici rezultă că fiecare particulă se difractă independent de celelalte și apariția fenomenelor ondulatorii nu este condiționată de prezența unui număr mare de particule.

Aceste contradicții și altele similare au creat o adevărată problemă insolubilă: pe de o parte formalismul matematic al noii teorii interpreta tot mai coerent datele experimentale, iar pe de altă parte noțiunile și conceptele fundamentale ale teoriei păreau contrazise de experiență. Era un prim impas, evident, a cărui „rezolvare" prin compromisul renunțării la noțiunile și conceptele „intuitive" și la reprezentările figurative, păstrîndu-se totuși for-

malismul matematic cărora ele i-au dat naștere, adică pînă la urmă, renunțîndu-se la explicațiile cauzale, a scindat profund lumea științifică contemporană, dar s-a impus în lipsa oricărei alte alternative.

Ieșirea din acest impas s-a obținut prin „dematerializarea" undelor de Broglie, care, în interpretarea actuală, dată de Max Born, au numai o semnificație statistică, probabilistică. După această concepție, *într-un punct oarecare al spațiului, intensitatea acestor unde este proporțională cu probabilitatea de a găsi particula în punctul respectiv, într-un anumit moment*, deci ele țin, într-un fel, locul traiectoriei din mecanica clasică. Dezvoltarea coerentă a premiselor mecanicii ondulatorii duce deci la o fundătură, deoarece conform concepției uzuale „probabilitatea reprezintă expresia ignoranței noastre față de o cauzalitate ascunsă" (de Broglie) [114], cauzalitate pe care dezvoltarea ulterioară a fizicii teoretice nu a revelat-o încă. În orice caz, direcția de dezvoltare pe care a luat-o fizica teoretică modernă nu reprezintă o virtute, ci un compromis, rezultat pe de o parte din incapacitatea de a explica *fenomenologic și cauzal* fenomenele tot mai subtile și mai numeroase pe care fizica experimentală i le pune la dispoziție, iar pe de altă parte din necesitatea de a interpreta cantitativ, cît de cît coerent, aceste fenomene.

Între timp, Heisenberg (1925) pornise pe o altă cale a dezvoltării unei noi mecanici a particulelor. Întreaga teorie a lui Bohr, spune el, poate fi reprezentată într-un tabel, dacă nivelele energetice ale stărilor staționare sînt inserate de două ori, orizontal și vertical; atunci se poate forma schema pătratică

	E_1	E_2	E_3	....	
E_1	11	12	13	—	
E_2	21	22	23	—	(11.123)
E_3	31	32	33	—	
⋮	—	—	—	—,	

în care locurile pe diagonală corespund stărilor staționare, iar celelalte corespund tranzițiilor. A fost clar — încă pentru Bohr — că legea astfel formulată contrazicea mecanica clasică și că, prin urmare, însăși utilizarea noțiunii de energie într-un asemenea context este problematică. După cum știm, această cerință contradictorie s-a „rezolvat" pe baza principiului de corespondență: în cazul limită, cînd numerele legate de stările staționare — așa-numitele numere cuantice — sînt foarte mari (adică atunci cînd ele se află departe, la dreapta și în josul schemei de mai sus) și energia se modifică relativ puțin de la un loc la altul, adică practic în mod continuu, mecanica clasică uzuală trebuie să fie valabilă cu o mare aproximație.

Problema care se punea era deci aceea de a extrage din rezultatele experimentale de tipul celor din schema de mai sus regulile unei mecanici cît mai coerente; era, evident (inițial) mai mult o artă de a ghici formulele juste, care să se deosebească de cele clasice, dar care — la limită — să treacă în ele conform principiului de corespondență. Se vede simplu că într-o astfel de schemă pătratică nu intervin în nici un fel parametrii geometrici și cinematici ai orbitelor electronilor.

Reușind în tentativa sa de a afla astfel de reguli, Heisenberg a proscris atunci reprezentările clasice „intuitive" de orbită electronică cu raze și perioade

de revoluție determinate și a cerut ca această mecanică să fie construită exclusiv cu ajutorul schemelor pătratice de tipul celei indicate mai sus. În loc să se descrie mișcarea prin coordonata dată ca funcție de timp $x(t)$, trebuie să se determine doar tabela probabilităților de trecere x_{nm}. Principiul decisiv din lucrările lui Heisenberg este acela de a găsi o regulă, care, pornind de la o schemă dată (matrice)

$$\begin{matrix} X_{11} & X_{12} & X_{13} & \ldots \\ X_{21} & X_{22} & X_{23} & \ldots \end{matrix} \tag{11.124}$$

să permită aflarea schemei pătratelor

$$\begin{matrix} (X^2)_{11} & (X^2)_{12} & (X^2)_{13} & \ldots \\ (X^2)_{21} & (X^2)_{22} & (X^2)_{23} & \ldots, \end{matrix} \tag{11.125}$$

sau, mai general, regula de înmulțire pentru asemenea scheme. Cu ajutorul examinării unor exemple cunoscute, găsite pe baza unor presupuneri, Heisenberg a stabilit această regulă.

Prima aplicație nebanală și importantă din punct de vedere fizic, a mecanicii cuantice moderne, a fost realizată de W. Pauli, care a calculat, cu ajutorul metodei matriceale, mărimile energiilor stărilor staționare ale atomului de hidrogen și a găsit o coincidență perfectă cu formulele lui Bohr. Din acest moment, valabilitatea teoriei a fost considerată în afară de orice îndoială.

Astfel a luat naștere mecanica matriceală, care a fost perfecționată ulterior de Bohr, Born, Jordan și N. Wienner, prin înlocuirea matricei cu conceptul general de *operator*, care face posibilă și descrierea proceselor neperiodice. Nu funcțiile continue și derivatele lor sînt potrivite pentru reprezentarea matematică a mărimilor fizice, spune Dirac, ci operatorii, care pot interpreta atît un spectru continuu, cît și unul discret. S-a găsit că numai operatorii liniari hermitici satisfac cerințele impuse de reprezentarea matematică a mărimilor fizice considerate.

Interesant este faptul că Schrödinger a putut demonstra că formalismul mecanicii cuantice inițiate de Heisenberg putea fi considerat ca o simplă transpunere algebrică a celui care conducea la mecanica ondulatorie; cele două mecanici au deci o valoare matematică egală. *Aceste mecanici au fuzionat undeva la vîrf, pe o platformă ezoterică, alcătuind ceea ce numim astăzi mecanica cuantică modernă.* Preluînd unda asociată din mecanica ondulatorie și interpretînd pătratul acestei unde ca densitate de. . . probabilitate, noua mecanică a găsit în felul acesta și interpretarea. . . fizică a formalismului său matematic.

În această interpretare („Școala de la Copenhaga“, condusă de N. Bohr) căreia i s-au opus personalități ca de Broglie, Einstein, Schrödinger și alții nu mai există în fizica cuantică decît *legi de probabilitate, de probabilitate pură, fără nici un mecanism cauzal intern.* Particula ia un aspect fantomatic: ea nu mai are nici o localizare permanentă în spațiu, nici o valoare dată în orice moment a energiei și a cantității sale de mișcare; în general, ea este prezentă în stare potențială într-o întreagă regiune a spațiului și este repartizată statistic între mai multe stări de mișcare.

Acest comportament bizar este redat succint de celebrele *relații de incertitudine* ale lui Heisenberg

$$\Delta S = \Delta q \cdot \Delta t \geqslant \hbar/2, \tag{11.126}$$

unde Δq este incertitudinea în determinarea *poziției* unei particule și Δp incertitudinea în măsurarea *impulsului*.

Acestei relații fundamentale a lui Heisenberg i s-au dat diverse interpretări, care merg de la afirmația filozofică conform căreia ea revelează *apriori* înseși limitele posibilității minții omenești de a cunoaște fenomenele naturii și pînă la aceea că numai acțiunea perturbatoare a aparatelor de măsură împiedică o astfel de cunoaștere în microcosmos. Iată un exemplu de astfel de raționament.

Să presupunem un electron localizat într-un atom, ale cărui dimensiuni liniare sînt de ordinul lui 10^{-8} cm. Dacă incertitudinea poziției electronului este dată de dimensiunile atomului, adică $\Delta x = 10^{-8}$ cm, din relațiile de incertitudine rezultă că incertitudinea impulsului va fi de ordinul a 10^{-19}g cm s^{-1}. Dat fiind că masa electronului este de ordinul lui 10^{-27}g, rezultă că incertitudinea vitezei este de 10^{8} cm s^{-1}. Considerînd că viteza este de același ordin de mărime ca și incertitudinea vitezei, rezultă o energie cinetică de ordinul lui 10 eV. Cum energiile de ionizare ale atomului au tocmai acest ordin de mărime, egal cu incertitudinea de impuls, rezultă că la un moment dat nu se poate afirma absolut nimic despre direcția impulsului și astfel trebuie să se renunțe cu desăvîrșire la orice încercare de a descrie mișcarea electronului în interiorul atomului după tipicul mecanicii clasice, adică atribuindu-i o orbită bine determinată în mișcarea sa în jurul nucleului.

Relațiile de incertitudine ale lui Heisenberg arată că nu se pot atribui unei particule, la un moment dat, o poziție și o stare perfect determinate. Cu cît este cunoscută mai precis coordonata poziției, cu atît este mai nesigură valoarea corespunzătoare a cantității de mișcare și invers. Putem spune, în rezumat, că grație mecanicii cuantice, ceea ce s-a cîștigat din punctul de vedere matematic, s-a pierdut din punctul de vedere al reprezentării concrete. În prezent și cu mijloacele de care dispune, fizica teoretică nu poate explica altfel mișcarea intraatomică decît sub formă probabilistă, dar această situație nu poate fi decît tranzitorie și nu o formă finală a cunoștințelor noastre despre materie și univers.

Interpretarea probabilistă a legilor naturii, considerată ca scop ultim al investigației științifice, conduce din punct de vedere filozofic — după cum arată de Broglie — la „indeterminism și noncauzalitate, mutînd linia netă de demarcație dintre fizică și metafizică și renunțînd la scopul principal pe care cercetarea științifică și l-a propus de totdeauna, acela de a obține explicații și de a înțelege rațional". Din punct de vedere practic, după ce a cunoscut un moment de apogeu, mecanica cuantică modernă a început să dea semne de declin (de Broglie), fiind depășită astăzi net de rezultatele „în cascadă" ale fizicii experimentale a particulelor elementare, rezultate care nu mai pot fi interpretate nici măcar probabilistic. După părerea majorității fizicienilor, fizica teoretică se află într-un nou impas decisiv. Unii dintre aceștia, ca de exemplu Einstein și de Broglie, văd în revenirea la fizica deterministă, fenomenologică și intuitivă, posibilitatea depășirii acestui impas; ei nu pot crede, după cum se exprimă Einstein, că „Dumnezeu joacă zaruri".

Fizicienii interpretează imposibilitatea de a determina concomitent și cu orice precizie mărimile canonic conjugate conform cu relația lui Heisenberg, nu ca o consecință a imperfecțiunii facultăților noastre de cunoaștere și nici a acțiunii perturbatoare a aparatului de măsură, ci ca o incertitudine obiectiv existentă, inerentă realității. Dacă lucrurile stau astfel, atunci incertitudinea în determinarea cu orice precizie a *parametrilor mișcării* unei particule nu poate proveni decît din ignorarea unei forțe „suplimentare" reale, (neluată încă în considerație de teorie), dar care afectează efectiv această mișcare. Or, după cîte știm acum, forța pe care fizica o ignoră în mișcarea particulelor elementare este tocmai forța gravitovortex: în lanțul de feno-

mene diferite, analizate pînă acum, şi care ne conduc către aceeaşi concluzie, relaţiile lui Heisenberg pun în evidenţă, indirect, realitatea obiectivă a acestei forţe.

Să observăm că aceste relaţii precizează numai incertitudinea minimă, dar nu şi pe cea maximă, ele nu sînt scrise de exemplu astfel

$$\Delta q \cdot \Delta t \leqslant \hbar/2, \tag{11.127}$$

ci ca în (11.126). Incertitudinea maximă fiind nedeterminată, rezultă că *ele nu sînt neapărat specifice fenomenelor de micromecanică*. Dealtfel noi am întîlnit asemenea relaţii şi în mişcarea cometară (§ 10.3) şi am analizat deja pe larg semnificaţia lor. Nici mişcarea cometelor nu poate fi determinată cu precizie conform teoriei actuale; există realmente o incertitudine în determinarea poziţiei sau a vitezei (impulsului), care face ca poziţiile calculate ale cometei să nu corespundă niciodată cu cele observate şi această situaţie provoacă multă bătaie de cap astronomilor. Luarea în considerare a forţei suplimentare gravitovortex rezolvă, după cum am văzut, această situaţie neplăcută şi aşa ar trebui să stea lucrurile şi în domeniul mişcării particulelor elementare, mişcare guvernată de acelaşi principiu variaţional ca şi mişcarea cometelor.

După teoria canonică a mecanicii clasice, dată de Hamilton, momentul canonic conjugat cu timpul este energia cu semn schimbat. Pentru aceste variabile, produsul lor avînd — ca şi la celelalte mărimi canonic conjugate — dimensiunea de acţiune, relaţia de incertitudine a lui Heisenberg se scrie sub forma

$$\Delta t \cdot \Delta E \geqslant \hbar/2. \tag{11.128}$$

În cursul mişcării într-un cîmp de forţe centrale (gravitaţional sau electrostatic) energia unei particule trebuie să rămînă constantă conform teoriilor actuale, adică trebuie să avem $\Delta E = 0$. Conform gravitovortexului, mişcarea cu $\Delta E = 0$ reprezintă numai un caz cu totul particular, cazul general al mişcării fiind cel pentru care $\Delta E \neq 0$. Astfel dacă nu acordăm nici o semnificaţie specială timpului — în afara celei clasice — relaţia lui Heisenberg (11.128) nu descrie altceva decît această particularitate a gravitovortexului. În această interpretare ΔE nu reprezintă, ca şi în cazul mişcării cometare sau a altor particule materiale, o incertitudine inerentă „realităţii", ci o incertitudine rezultată din interpretarea clasică (adică nu conform gravitovortexului) a acestei realităţi.

Ştim bine că relaţiile de incertitudine ale lui Heisenberg rezultă din interpretarea dată de M. Born funcţiei de undă ψ a lui Schrödinger, mai exact, din proprietăţile de necomutativitate a operatorilor mărimilor canonic conjugate. Această funcţie de undă ψ descria iniţial caracterul complementar, ondulatoriu şi corpuscular, al particulelor cu masă de repaus diferită de zero, conform cu generalizarea făcută de Broglie în 1924. La începutul acestui paragraf am arătat cîteva dintre contradicţiile fundamentale la care conduce ipoteza lui de Broglie, care, în acelaşi timp, este bine confirmată de experienţă: conform acestei ipoteze particula materială este concepută ca un *pachet de unde de Broglie care nu se împrăştie în spaţiu*, adică sînt un fel de unde de natură deosebită de cele cunoscute de fizica clasică. Poate că *acest concept al lui de Broglie reflectă tocmai mişcarea cu expansiune-contracţie a particulelor materiale*, conform gravitovortexului, mişcare ignorată de fizica actuală, dar pregnant revelată la mişcarea observată a planetelor şi cometelor. Aceasta ar permite realizarea unei solide punţi de legătură între conceptele uzuale

figurative și deterministe și conceptele probabiliste ale mecanicii cuantice moderne.

Undele de Broglie nu pot fi considerate unde materiale propriu-zise; semnificația lor, dată de M. Born, este statistică, probabilistică, ele determină doar *probabilitatea de a găsi particula într-un punct al spațiului într-un anumit moment*. Această interpretare permite înțelegerea fenomenelor „ondulatorii“ (difracția electronilor), fără a fi necesar să se renunțe la caracterul individual al particulelor: intensitatea undelor de Broglie este proporțională cu probabilitatea de a găsi particula în punctul respectiv. Dacă, de exemplu, amplitudinea de vibrație a unei unde sonore în aer crește de două ori, energia de vibrație crește de patru ori, ceea ce impune o schimbare importantă a stării fizice a aerului. Dacă însă se dublează intensitatea unei unde de Broglie peste tot, aceasta nu implică nici un fel de schimbare fizică a particulelor.

Din (11.117) rezultă

$$\lambda = \frac{2\pi r}{n}, \tag{11.129}$$

de unde putem deduce că lungimea de undă de Broglie a electronului scade cu creșterea lui n, adică pe măsura îndepărtării electronului de nucleul atomic și invers, că ea crește pe măsura apropierii de centrul de forță. *Dacă asociem în mod uzual această undă cu electronul, mișcarea intraatomică a electronului apare simplu ca o mișcare cu expansiune-contracție, absolut similară cu mișcarea corpurilor „macroscopice“ în sistemul solar: dimensiunile electronului scad pe măsura apropierii de nucleu și cresc pe măsura îndepărtării de acesta;* pentru $n \to \infty$, adică pentru electronul aflat în stare liberă, $\lambda \to 0$ și acesta va avea o dimensiune maximă.

Considerarea mișcării cu expansiune-contracție în cazul particulelor elementare ar permite să înțelegem multe fenomene specifice (difracția electronilor, efectul tunel etc.) și ar avea în general consecințe importante asupra fizicii particulelor elementare, permițînd, eventual, o interpretare fizică foarte concretă a multor formalisme matematice cuantice actuale. Aceasta ar depăși însă cadrul lucrării de față, motiv pentru care nu vom insista.

Oricum, un electron care suferă o dilatare conform gravitovortexului apare *difuz* în raport cu un electron contractat și, cu atît mai mult, în raport cu un electron punctiform, așa cum încă continuă el să fie considerat, în subsidiar, de teorie (pentru ca electronul să aibă o dimensiune finită și să dea prin autorotire un moment de spin egal cu cel „observat“ experimental, viteza unui punct de pe „ecuatorul“ electronului ar depăși cu mult viteza luminii; încă unul din multele „mistere“ ale fizicii). În interiorul unui astfel de electron „difuz“, de dimensiuni finite, poziția electronului punctiform cu care operează teoria va fi incertă, acest electron fiind „peste tot și nicăieri“ în spațiul determinat de electronul real. Aceeași constatare va fi valabilă și pentru mișcarea electronului, adică pentru traiectoria și viteza sa. Interpretarea statistică, probabilistă, a lui M. Born și a fizicii moderne în general apare astfel singura coerentă în condițiile actuale, dar ea nu ar mai apărea lipsită de cauzalitate, adică de o explicație fizică concretă.

Dar fizica teoretică modernă a particulelor elementare nu a mers în direcția pe care o schițăm noi aici; ea a continuat să ignore cadrul conceptual general al gravitovortexului și în special forța sa „suplimentară“, reală, mulțumindu-se să dezvolte formalismul matematic schițat mai sus și să-l aplice întru interpretarea datelor mereu mai diverse și mereu mai precise furnizate de *cealaltă fizică*, fizica experimentală. Dacă forța gravitovortex

este într-adevăr o forță reală, era imposibil ca între cele două fizici, cea teoretică și cea experimentală, să nu apară un impas grav datorat în special faptului că tehnica modernă de investigație științifică trebuia pînă la urmă să pună direct în evidență această forță reală și efectele sale, pe care însă fizica teoretică modernă să nu le mai poată interpreta.

Putem urmări pe mai multe căi modul în care s-a ajuns la această situație, dar cel mai direct și mai concludent ni se pare acela pe care l-am utilizat deja (§ 9.5.2) în cadrul teoriei gravitației, și care constă în aceea că neglijarea unei forțe naturale reale în cadrul fizicii teoretice (al unei teorii fizice) conduce direct la încălcarea legilor de conservare, în domeniul fizicii experimentale (al datelor experimentale). *Conform cu această consecință simplă, rezultată din interpretarea principiului variațional (cap. 9, cap. 10), ignorarea forței gravitovortex în domeniul mișcării microparticulelor ar trebui să conducă — în cazul în care aceasta este o forță reală — la încălcarea legilor de conservare, a tuturor legilor de conservare rezultate din principiul variațional, în mișcarea acestor microparticule și reciproc.*

Asemenea încălcări ale legilor de conservare, absolut analoage celor pe care le-am discutat deja în legătură cu teoria actuală a gravitației (§ 10.3), au apărut în număr atît de mare în fizica particulelor elementare, încît pînă la urmă ele au dus această fizică în impasul în care se găsește în prezent. Pe măsura apariției lor s-a încercat desigur repararea fisurilor provocate teoriei prin inventarea a o mulțime de mecanisme specifice destinate să „salveze fenomenele", dar faptele s-au dovedit încăpățînate. Regretăm din nou că nu putem expune decît cu totul sumar această interesantă și actuală situație.

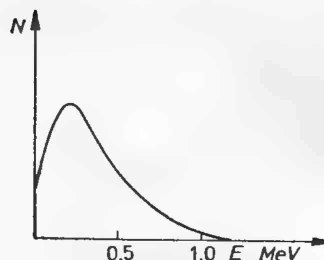
În 1918 matematiciana Emmy Noether a ajuns la concluzia, cunoscută de cititor, că invarianței legilor fizicii îi corespunde întotdeauna o lege de conservare. Această corespondență între legile de conservare și proprietățile de invarianță ale legilor fizicii, cuprinsă în teorema lui Noether, este exploatată la maximum în prezent în cadrul teoriei cuantice moderne a particulelor elementare. Ori de cîte ori se descoperă experimental o nouă mărime fizică, pentru care este valabilă o lege de conservare, i se asociază un grup de transformări care lasă invariantă acțiunea (sau lagrangeianul cîmpului). Corespondența este valabilă și invers: cunoscînd transformarea care lasă invariantă acțiunea, se caută mărimea fizică (numărul cuantic) care se conservă.

Să urmărim dezintegrarea β a nucleului radioactiv: la dezintegrările β^- și β^+ un electron, respectiv un pozitron, este expulzat de acest nucleu. Dat fiind că aceste particule nu pot exista în interiorul nucleului (se poate demonstra aceasta), ele trebuie să se formeze în timpul dezintegrării. O situație similară se observă și în cazul capturii K: un electron pătrunde în nucleu, dar neputînd exista acolo ca atare el trebuie să dispară. Pentru explicarea acestor fenomene s-au propus următoarele procese:

$$\begin{aligned} &\text{— la dezintegrarea } \beta^-: n \rightarrow p + e^-;\\ &\text{— la dezintegrarea } \beta^+: p \rightarrow n + e^+; \qquad (11.130)\\ &\text{— la captura } K: p + e^- = n. \end{aligned}$$

Razele β provenind din nucleu nu prezintă însă un spectru discontinuu, ci unul *continuu*, în care figurează toate energiile cuprinse între zero și o limită superioară E_m, bine determinată. Așa, de exemplu, la emisia β a nucleului RaE se obțin electroni de toate energiile pînă la $E_m = 1{,}170$ MeV; distribuția relativă a acestor energii este redată de figura 107.

Fig. 107. Spectrul razelor β la dezintegrarea *RaE*.



Continuitatea spectrului β a suscitat mari dificultăţi teoretice. Principiul conservării energiei ar cere în acest caz ca toţi electronii care părăsesc nucleul să posede energia maximă E_m. Ţinînd cont de distribuţia relativă a energiilor, în exemplul de mai sus energia *medie* a electronilor este de $E = 0{,}331$ MeV. Se pune deci problema: unde dispare diferenţa de energie $E = E_m - E$ care pe cale experimentală nu se regăseşte nicăieri? *Iată încălcată deci legea conservării energiei!*

În plus, se mai pune şi problema momentului cinetic de spin. La expulzarea unui electron numărul de masă al nucleului nu se modifică şi în consecinţă spinul nuclear îşi va păstra valoarea iniţială. Apare însă o particulă nouă, electronul expulzat, care posedă un spin egal cu 1/2. Momentul cinetic este o mărime conservativă şi el nu poate fi modificat în cursul proceselor nucleare. Or, dacă la dezintegrarea β dintr-un neutron se formează un proton şi un electron, toate aceste particule avînd spinul 1/2 rezultă clar că şi *legea de conservare a momentului cinetic este violată*.

Se poate dovedi, de asemenea [166], că şi *legea conservării impulsului este încălcată la dezintegrarea β*. Prin urmare, în acord cu aşteptările noastre, se produce o *încălcare generală a legilor de conservare*. Toate acestea au constituit un impas extrem de serios pentru fizica cuantică şi pentru fizică în general şi nu este deloc sigur că el a fost într-adevăr depăşit în prezent, după cum vom înţelege din cele ce urmează.

Pentru a ieşi din acest impas W. Pauli (1931) a inventat o nouă particulă elementară, *neutrinul* (ν), *care trebuie să existe numai în virtutea principiilor de conservare*. Această particulă nouă nu poate fi o particulă grea, deoarece la dezintegrare nu se produce practic o variaţie a numărului de masă, nu poate fi nici foton, deoarece *prezenţa ei nu se poate pune direct în evidenţă prin nici un procedeu experimental*. Ea va avea deci masa de repaus nulă şi va prelua numai diferenţa constatată de impuls, de spin şi de energie $(E_m - E)$, iar procesul de dezintegrare β^- va putea fi scris astfel:

$$n \to p + e^- + \nu, \tag{11.131}$$

sau, mai explicit,

$${}^1_0n \to {}^1_1p + {}^{\;0}_{-1}e + {}^0_0\nu. \tag{11.132}$$

Cititorul va trebui să compare aceste relaţii „corectate" cu relaţiile iniţiale (11.130).

Fenomenele de încălcare a legilor de conservare sînt destul de generale, ele au fost puse deja în evidenţă în multe procese de dezintegrare. În consecinţă, neutrinul (ν) şi antiparticula sa, antineutrinul ($\tilde{\nu}$), care diferă de prima

prin orientarea spinului față de direcția de mișcare, participă la toate aceste procese, dintre care amintim mai jos cîteva:

1) dezintegrare β^+: $p \rightarrow n + e^+ + \nu$;

2) captura K: $e^- + p \rightarrow n + \nu$;

3) dezintegrarea mezonului μ: $\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu + \tilde{\nu}$; (11.133)

4) captura μ^-: $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$;

5) dezintegrarea mezonului π: $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu(\tilde{\nu})$.

În ultimii cîți va ani s-a arătat [56] că neutrinul (antineutrinul) care participă la dezintegrarea β diferă destul de mult de neutrinul (antineutrinul) care ia parte la dezintegrarea mezonului π, primul fiind numit neutrin electronic și cel de al doilea neutrin mezonic. Neutrinul este de fapt singura particulă elementară care se prezintă în atîtea ipostaze diferite.

Și din alte puncte de vedere această particulă prezintă un comportament bizar. Secțiunea eficace a reacțiilor în care intervine este de ordinul $\sigma = 10^{-43}$cm, o valoare infimă, care arată că interacțiunea neutrinului cu substanța este foarte slabă, practic inexistentă. Se poate ușor calcula că un flux de neutrini trecînd printr-un paravan de plumb gros de mai mulți *ani lumină* este de-abia redus la jumătate!

Existența neutrinului a fost controversată timp de aproape trei decenii, dar pînă la urmă s-a anunțat (1956) punerea lui în evidență în mod „direct". F. Reines și C. Lowan [51] au conceput o „capcană" care constă dintr-un container imens umplut cu hidrogen și înconjurat de două serii de contoare Geiger, unele numărînd doar electroni, celelalte doar neutroni. Containerul era situat în exteriorul unui paravan gros de protecție, care înconjura o pilă atomică și care putea opri radiațiile provenite din procesul de fisiune al uraniului care avea loc în pilă, dar nu putea opri neutrinii. În containerul în care pătrundeau fluxurile de neutrini s-au produs în cîteva cazuri înregistrări simultane la contoarele de neutroni și cele de electroni, ceea ce ar indica faptul că neutrinii s-au ciocnit cu atomii de hidrogen, transformînd protonii în neutroni și electroni pozitivi după reacția $p + \nu \rightarrow n + e^+$. Este desigur hazardat să se vorbească în acest experiment de o înregistrare directă.

Reactoarele nucleare produc, conform teoriei, fluxuri mari de neutrini dar *reacția de mai sus se înregistrează extrem de rar și nu în mod direct, ci numai pe baza decelării produșilor finali*: de exemplu, pozitronul, pe baza radiației γ de anihilare, iar neutronul, prin captare pe un nucleu de Cd, care devine astfel emițător γ.

Bazat pe teoria lui Fermi asupra dezintegrării β, C. Critchfield (1938) a propus fuziunea H-H de transformare a hidrogenului în heliu, care stă la baza concepțiilor actuale pentru a explica procesul de producere al energiei în interiorul Soarelui și al stelelor în general. Această reacție presupune, conform teoriei, apariția unor puternice fluxuri de neutrini, care sosesc cu mare direcționalitate din Soare pe Pămînt. Fluxuri neutrinice de mare energie sosesc pe Pămînt și din stelele neutronice, din exploziile supernovelor (procesul Urca), din radiogalaxii și quasari etc. Ar exista, de asemenea, un fond neutrinic cosmic, a cărui densitate depășește pe cea a hidrogenului cosmic și care ar fi o relicvă a stadiilor primare de formare a universului. Plutim efectiv, conform nenumăratelor teorii la modă, într-o adevărată *mare de neutrini*, care umple universul în mod uniform și izotrop. S-au constituit științe noi, astrofizica neutrinică și astronomia neutrinică, s-au realizat

telescoape neutrinice dispuse la mare adîncime în pămînt, ca și în spațiul cosmic. Utilizînd un eufemism la modă, putem spune că neutrinii produși în cosmos și recepționați de observatoarele de pe Pămînt par a fi într-un număr cu mult mai mic decît se credea; vorbind pe șleau, ar trebui să spunem că aceste observatoare șomează pur și simplu. În schimb, există o supra-abundență de speculații și de „modele" cosmologice legate în special de relativitatea generală, pentru care particula neutrino cu proprietățile sale bizare a fost o adevărată mană cerească, ea urmînd a decide pînă la urmă între diversele „modele de univers".

Lăsînd la o parte speculațiile cosmogonice, trebuie să spunem totuși că modelul interiorului Soarelui a constituit vreme îndelungată unul din bastioanele cele mai sigure ale astrofizicii; această certitudine este în prezent pusă sub semnul întrebării tocmai din cauza fluxurilor de neutrini prezise de teorie, dar care nu se observă experimental. După J. C. Brandt [26] aceasta arată o deficiență majoră a tehnicii de înregistrare sau o fisură de bază a concepțiilor noastre asupra reacțiilor nucleare. Noi înclinăm către această a doua posibilitate, așa cum sugerează discuția noastră anterioară.

Dar lucrurile nu s-au oprit aici. După cum legile conservării energiei, impulsului și momentului cinetic rezultă din invarianța față de transformări spațio-temporale continue, conform cu reprezentările clasice, în fizica cuantică se stabilesc similar legi de conservare rezultate din invarianța față de transformări spațio-temporale discrete, respectiv legile de conservare ale parității temporale T, parității spațiale P și parității C. Aceste legi reprezintă într-un fel echivalentul cuantic al mărimilor de mai sus și aceste legi ar trebui să fie, de asemenea încălcate în domeniul fizicii experimentale.

Legea conservării parității a fost introdusă în mecanica cuantică, în 1924, de opticianul O. Laporte. Adevărata semnificație a acestei legi și în special importanța ei pentru fizica nucleară au fost dezvăluite, în 1927, de E. Wigner. Pînă în anii 1956—1957, legea conservării parității trăiește o adevărată înflorire, fiind verificată 100% în multe procese nucleare. „Dar, scrie T. Toró [213] în 1956 izbucnește «drama parității» care se termină printr-un final neobișnuit: acordarea premiului Nobel pentru anul 1957 (C. N. Yang și T. D. Lee) pentru «asasinarea» legii conservării parității... De fapt drama nu se termină aici; ea mai are și un epilog al cărui început a fost scris în 1964—1965 și care este «jucat» și astăzi de sute de fizicieni pe scena celor mai mari laboratoare din lume. Sfîrșitul însă nu-l cunoaștem. Încă nu s-a scris".

Fermi și-a elaborat teoria sa asupra dezintegrării β (care a devenit un prototip al interacțiunilor slabe, considerate ca cea de a treia interacțiune fundamentală a naturii) în 1936; determinarea formei precise a acestei interacțiuni a necesitat însă numeroase cercetări experimentale și teoretice asupra *regulilor de selecție* (relația dintre viața medie și variația momentului cinetic al nucleului în cazul tranziției β) și asupra *formelor spectrelor energetice*, corespunzătoare diferitelor variații posibile ale momentului cinetic.

Neutrinul inventat de W. Pauli, pentru a salva încălcarea generală a legilor de conservare ale energiei, impulsului și momentului cinetic în dezintegrarea β, a devenit reprezentantul principal al interacțiunilor slabe, deoarece el participă numai la acest tip de interacțiuni. S-au pus astfel bazele unei ramuri noi a științei și anume a *fizicii neutrinului și a interacțiunilor slabe*, care studiază proprietățile particulei neutrino și a interacțiunilor slabe ale particulelor elementare, cu vaste aplicații în speculațiile cosmologice moderne, dar în mod evident pusă sub semnul întrebării atît de datele de observație,

așa cum am arătat mai sus, cît și de rezultatele obținute prin experimente de laborator, așa cum vom arăta în continuare.

Datorită lucrărilor fundamentale ale lui T. D. Lee și C. N. Yang [126] fizicienii au aflat pentru prima dată în 1956 că în domeniul teoriei interacțiunilor slabe, așa cum fusese ea elaborată pînă la acea dată, lucrurile nu sînt totuși în ordine, există o fisură de principiu; la aceste interacțiuni legea de conservare a parității spațiale P este violată. Această constatare rezultă din interpretarea contradicției („enigma $\tau - \theta$") întîlnită la diferitele moduri de dezintegrare a mezonilor K *încărcați* și *a pus în discuție într-un mod dramatic întreaga teorie a interacțiunilor slabe.* Rezultatele lui Lee și Yang au fost confirmate imediat prin experiențele lui C. S. Wu [234] asupra nucleelor de Co60 orientate la temperatura heliului lichid și mai apoi printr-o serie de alte experiențe (Ledermann, Telegdi, Fraunfelder etc.). Violarea legii de conservare a parității P la interacțiunile slabe a fost astfel definitiv stabilită.

Analizînd rezultatele care au confirmat violarea parității P, T. D. Lee, R. Oehme și C. N. Yang [127] și în același timp B. L. Ioffe, L. B. Okun și P. A. Rudik [113] au ajuns la concluzia că *interacțiunile slabe nu sînt invariante nici față de conjugarea de sarcină C,* adică la aceste interacțiuni, *pe lîngă paritatea P nu se conservă nici paritatea C!* O nouă dramă de proporții mari părea să se profileze la orizont.

În teoria interacțiunii particulelor elementare există o teoremă de importanță capitală, elaborată în perioada 1953—1955 de J. Schwinger, G. Lüders și W. Pauli, această teoremă se scrie sub forma simbolică $CPT = \text{const.}$ Or, dacă *datele experimentale dovedesc, conform cu cele de mai sus, o încălcare evidentă a legilor de conservare P și C, rezultă, din teorema Schwinger-Lüders-Pauli, că este încălcată simultan și paritatea temporală T!*

Din nou deci o încălcare generală a legilor de conservare în domeniul interacțiunilor slabe, perfect similară celei apărute la dezintegrarea β a nucleelor atomice. Fantoma pe care W. Pauli a reușit să o îngroape în 1930 prin inventarea neutrinului, a reapărut provocînd o adevărată panică în fizica de vîrf a anilor noștri. Aceasta arată clar un lucru binecunoscut și anume acela că mecanismele specifice salvatoare nu pot rezista prea mult în confruntarea cu realitatea revelată de experiență și observație.

Și totuși pentru ieșirea din noul impas creat a fost propus un nou mecanism specific salvator. L. D. Landau [123] presupune că trebuie să existe o legătură între paritatea P și paritatea C astfel încît în locul celor două legi de conservare separate, interacțiunile slabe trebuie să respecte de fapt o singură lege de conservare, *legea conservării parității combinate CP.* Imediat a apărut o nouă teorie a interacțiunilor slabe, în care se conservă numai paritatea CP și unde un rol central îl joacă *neutrinul cu două componente, al lui Landau* [123] *și al lui A. Salam* [190]. *Dar ordinea restabilită prin mecanismul salvator al lui Landau durează foarte puțin timp, noi experiențe demonstrează clar că și legea conservării parității combinate este încălcată în interacțiunile slabe. Așa a apărut „enigma CP", insolubila problemă a fizicii de vîrf a anilor noștri!*

La sfîrșitul anului 1964 un grup de fizicieni de la Princeton [45] descoperă experimental prima din seria de interacțiuni slabe care încalcă legea de conservare a parității combinate CP și anume dezintegrarea dipionică a componentei de viață lungă a mezonului K_2^0 ($K_2^0 \to \pi^+ + \pi^-$). Această descoperire experimentală este datorată celor mai precise și mai sensibile

măsurători ale fizicii ultimilor ani, executate în cadrul celebrului experiment Cronin-Fitch.

După cum se știe, mezonii reprezintă o clasă importantă în numeroasa familie a particulelor elementare. În demonstrarea încălcării parității P și C rolul principal l-au avut mezonii încărcați, K^+; în demonstrarea încălcării legii de conservare a parității combinate CP rolul principal l-au jucat *mezonii neutri* K^0. Acești mezoni sînt considerați a fi un amestec de două componente K_1^0 și K_2^0 care se deosebesc între ele doar prin durata lor medie de existență; experiența arată că viața medie a lui K_1^0 este $t_1 = 0{,}9 \cdot 10^{-10}$s, în timp ce a lui K_2^0 este $t_2 = 0{,}61 \cdot 10^{-7}$ s, adică este cu circa trei ordine de mărime mai mare ($t_1/t_2 = 780$). Din acest motiv, K_2^0 a fost denumit componenta de viață lungă a lui K^0.

Kaonii neutri se pot dezintegra în două feluri: în doi sau trei mezoni π (pioni) și în leptoni. Să urmărim dezintegrarea lor pionică. Conform cu legea conservării parității combinate CP, această dezintegrare trebuie să se facă astfel:

$$K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-;$$
$$K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^\circ, \qquad (11.134)$$

adică pentru mezonul K_2^0 există numai dezintegrarea tripionică și lipsește cea dipionică. Ținînd cont de durata medie de viață diferită a celor două componente, respectarea legii de conservare CP se poate verifica imediat, conform cu celebrul experiment Cronin-Fitch [45].

Analizînd dezintegrarea mezonilor K^0 la o distanță de circa 19 m de locul lor de generare, din totalul de 27 700 de dezintegrări observate s-au găsit 45 de cazuri în care apar doi pioni. Cum componenta K_1^0 nu poate parcurge decît circa 1—2 m de la locul de generare, s-a tras concluzia că componenta de viață lungă K_2^0 se dezintegrează și ea în doi pioni $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, într-un procentaj de circa 0,2%, adică legea conservării CP este violată. Făcînd raportul probabilităților de dezintegrare a lui K_2^0 în doi pioni și în toate celelalte moduri, s-a obținut valoarea

$$R = \frac{K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-}{K_2^0 \rightarrow \text{toate modurile încărcate}} = (2{,}1 \pm 0{,}1) \cdot 10^{-3} \qquad (11.135)$$

și acest parametru caracterizează *asimetria* CP. Să observăm valoarea acestui parametru, care este practic egală cu „asimetria" introdusă de forța suplimentară a cîmpului gravitovortex și pe care noi am întîlnit-o deja de cîteva ori anterior.

Acest rezultat, care, datorită multiplelor implicații pe care le are, a fost considerat ca una dintre cele mai importante descoperiri ale ultimilor ani, a fost confirmat de multe alte experimente diferite, executate de diverse grupuri de fizicieni. S-au descoperit noi dezintegrări ale lui K_2^0 la care CP nu se conservă: este vorba de dezintegrările leptonice ale lui K_2^0,

$$K_2^0 \rightarrow \pi^\mp + e^\mp + \nu_e(\tilde{\nu}_e).$$
$$K_2^0 \rightarrow \pi^\mp + \mu^\pm + \nu_\mu(\tilde{\nu}_\mu), \qquad (11.136)$$

și de dezintegrarea pur leptonică-miuonică

$$K_2^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-. \qquad (11.137)$$

Este de presupus că seria unor astfel de constatări experimentale va continua.

Au fost organizate congrese, simpozioane și colocvii internaționale, consacrate exclusiv enigmei violării simetriei CP. S-a pus în mod acut problema: cine, mai exact, ce fel de interacțiune produce acest efect de violare aparentă? A apărut tot mai clar faptul că el nu poate fi decît efectul unei noi interacțiuni fundamentale. *Avînd în vedere valoarea extrem de mică a efectului de neconservare CP, s-a lansat ideea că violarea simetriei CP se datorește unei forțe noi, necunoscute încă. Astfel, fizicienii au început să vorbească despre „cea de a cincea interacțiune“, despre „cea de a cincea forță“.*

Prin căutarea febrilă a naturii „forței a cincea“ fizicienii din întreaga lume s-au lansat într-o cursă pasionantă. Această cursă și numărul mare de lucrări teoretice și experimentale apărute în ultimii ani, consacrate elucidării misterului CP, oferă un spectacol grandios pe scena fizicii particulelor elementare din întreaga lume!

Impasul pe care Pauli l-a depășit, acum aproape o jumătate de secol, prin inventarierea neutrinului, a reapărut, cu toate eforturile de adaptare pe care fizica teoretică le-a făcut. Succesul obținut atunci de Pauli a determinat pe mulți cercetători să „salveze“ principiul conservării parității combinate, prin introducerea unei particule noi, un boson vectorial s, cu masă foarte mică, care ar apărea în procesul de dezintegrare a lui K_2^0 după relația

$$K_2^0 \to K_1^0 + s \to \pi^+ + \pi^- + s. \qquad (11.138)$$

Metodele actuale permit însă o verificare directă a unor asemenea ipoteze; experimentele arată [86] că dezintegrarea $K_2^0 \to K_1^0 + s$ este exclusă.

Impasul care s-a creat este impasul fizicii cuantice teoretice, care, debutînd în condițiile contradictorii ale teoriei Bohr-Sommerfeld, rezultate, așa cum am văzut, din ignorarea cadrului conceptual general al gravitovortexului și în special a forței suplimentare gravitovortex, a fost obligată să renunțe — de dragul unei aparente coerențe — la orice interpretare cauzală, fenomenologică și să dezvolte un formalism matematic general, dar capabil să se adapteze din mers noilor exigențe impuse de datele experimentale, tot mai numeroase și mai precise. Orice formalism matematic al unei teorii fizice nu poate fi însă valabil decît în măsura în care el reflectă legile obiective ale naturii, ale căror manifestări concrete sînt rezultatele observației și ale experimentului.

Încălcarea generală a legilor de conservare ale fizicii cuantice moderne, care nu poate fi evitată prin inventarea de mecanisme specifice salvatoare, dovedește concludent — în contextul discuției noastre — că această fizică suferă într-adevăr de o tară congenitală, precis diagnosticată de rezultatele experiențelor din ultimii ani. Remediul? Cea de a cincea forță! În felul acesta fizicienii descoperă — după părerea noastră — cu o întîrziere de trei sferturi de secol, forța pe care a neglijat-o la timpul său N. Bohr, dar care a fost prezentă — în întreg acest interval de timp — în toate problemele pe care fizica cuantică le-a avut de rezolvat.

Să analizăm caracteristicile acestei noi interacțiuni fundamentale așa cum rezultă ele din lucrările care i-au fost dedicate. Generalizînd transformarea de etalon rezultată din teorema lui Noether, Lee și Yang obțin o lege de conservare a particulelor grele (neutroni, protoni, hiperoni), care semnifică afirmarea stabilității materiei în general, perfect similară legii conservării de sarcină a teoriei electricității, care afirmă stabilitatea sarcinilor electrice. De aici ei ajung la concluzia existenței unei interacțiuni noi, a unui cîmp bosonic vectorial asociat cu particule neutre de masă zero și cu spin integral. *Acest nou cîmp interacționează cu nucleonii exact la fel ca și interacțiunea electromagnetică; o astfel de interacțiune este de tip nongeodetic*, adică depinde

de natura substanței. Cîmpul vectorial va fi un cîmp *long range*, adică un cîmp cu raza de acțiune infinită, ca și cîmpul gravitațional sau electromagnetic.

Această nouă interacțiune, datorată *asimetriei de sarcină*, care poate produce *procese electromagnetice diferite* de cele cunoscute în teoria electromagnetismului, este, după Lee și Yang (ca și după alți cercetători), *responsabilă de violarea legilor de conservare* și în mod direct de neconservarea parității *CP*. Analizînd consecințele existenței unei astfel de interacțiuni „suplimentare", nongeodetice, acționînd la mare distanță asupra întregii materii și suprapusă interacțiunii gravitaționale, în special din punctul de vedere al limitărilor impuse de precizia actuală a experimentelor de tipul Eötvös, R. H. Dicke [60] ajunge la concluzia că valoarea acestei forțe suplimentare a lui Lee și Yang ar trebui să fie de circa 10^7 ori mai mică decît forța gravitațională.

După cum rezultă din cele de mai sus, cea de a cincea forță propusă de Lee și Yang are exact aceeași natură și aceeași semnificație ca și forța suplimentară gravitovortex. Cele două forțe sînt identice și din punctul de vedere al valorilor lor deoarece, după cum știm, raportul dintre valoarea forței gravitaționale și forța suplimentară gravitovortex este, la nivelul traiectoriei Pămîntului,

$$\frac{F_v}{F_N} = \frac{1}{f} = \frac{1}{6{,}67 \cdot 10^{-8}} \sim 10^7. \qquad (11.139)$$

Putem trage deci concluzia că forța suplimentară gravitovortex este efectiv și direct revelată de fizica experimentală și chiar de fizica teoretică a anilor noștri.

Desigur, lucrurile nu pot fi prea mult simplificate. Cadrul conceptual al gravitovortexului diferă mult de cel al fizicii teoretice actuale și interpretările de detaliu nu pot fi identice. Dealtfel problema violării parității combinate nu este nici pe departe considerată rezolvată și după părerea multor specialiști rezolvarea ei va impune în continuare — în cazul în care nu se va găsi un nou mecanism specific salvator — *reconsiderări majore* ale fundamentelor actualei teorii a particulelor elementare.

Ceea ce am dorit să subliniem în mod deosebit prin paralela cu cea de a cincea forță propusă de Lee și Yang a fost numai faptul că una dintre principalele concluzii ale gravitovortexului, și anume forța sa suplimentară, nu este în contradicție cu rezultatele fizicii de vîrf a anilor noștri; la fel par și alte efecte specifice și neconvenționale ale gravitovortexului, așa cum ar fi, de exemplu, mișcarea cu expansiune-contracție. În capitolul care urmează noi vom avea posibilitatea să constatăm realitatea acestei forțe și a efectelor sale într-un mod cu mult mai direct și mai concret decît cel pe care îl oferă experimentul Cronin-Fitch.

Acest ultim capitol al lucrării noastre, dedicat în întregime analizei efectelor pe care gravitovortexul le implică în mod concret aici, pe Pămînt, efecte care afectează nu numai evoluția planetei noastre, dar și viața noastră cea de toate zilele, se dorește a fi o ilustrare *de visu* a celor mai importante concluzii ale acestei teorii. O teorie a gravitației își găsește desigur în modul cel mai firesc justificarea în „ceruri", în mișcarea observată a aștrilor și a materiei cosmice în general. *Dar oricît de perfectă ar fi o astfel de justificare, orice teorie viabilă privind gravitația trebuie să aibă și „justificări terestre"*; Newton nu a găsit că teoria sa este coerentă, pînă în momentul în care a reușit să identifice mișcarea Lunii pe cer cu căderea corpurilor obișnuite la suprafața Pămîntului.

12. GRAVITOVORTEXUL ȘI PLANETA PĂMÎNT

12.1. EXPANSIUNEA PĂMÎNTULUI

12.1.1. Evoluția unor concepte

Există desigur o mare deosebire între punctul material la care este redusă planeta Pămînt (și chiar întregul sistem Pămînt-Lună), conform teoriilor actuale ale gravitației, și planeta reală, globul nostru terestru cel de toate zilele. Planeta-punct material nu are decît un singur parametru caracteristic — masa sa —, o singură manifestare fizică — forța de atracție gravitațională conform cu legea gravitației — și o singură mișcare în spațiu — mișcarea de revoluție în jurul Soarelui — aceeași, odată pentru totdeauna. Aceasta este imaginea suprasimplificată a planetei noastre, pe care ne-o pot oferi în mod coerent teoriile actuale ale gravitației.

Înțelegem bine faptul că în multe situații fizice date, teoria trebuie să simplifice anumite lucruri, să renunțe la detaliile *nesemnificative* pentru a putea surprinde aspectele cu adevărat importante, relațiile fundamentale care guvernează anumite fenomene fizice date, dar tot atît de bine înțelegem că există totuși anumite limite ale acestor simplificări teoretice, dincolo de care se alterează *esența* însăși a fenomenului studiat. Am văzut pe larg în discuția noastră anterioară cum suprasimplificările introduse de teoria actuală a gravitației și în special neglijarea dimensiunilor reale ale corpurilor cerești și a mișcărilor „suplimentare" impuse sau condiționate de acestea au creat numeroase și insurmontabile dificultăți chiar în interpretarea mișcării de revoluție a aștrilor.

Cu atît mai mult ar trebui ca asemenea dificultăți să apară atunci cînd teoria actuală a gravitației ar fi pusă față în față, nu cu un punct material amorf, fără trecut și fără viitor, ci cu o uriașă planetă avînd un diametru de aproape 13 mii de kilometri, la suprafața și în interiorul căreia se petrec fenomene grandioase, extrem de variate și de complexe și al cărui trecut, cel puțin, poate fi descifrat foarte precis din măsurători paleometrice. Acest trecut dovedește clar faptul că această planetă a avut în mod cert o evoluție care poate fi înțeleasă și că, în consecință, ea are și un viitor previzibil. Dificultățile teoriei actuale a gravitației de a interpreta extraordinara varietate a fenomenelor prezentate de adevărata planetă Pămînt sînt — după cum se poate înțelege simplu — atît de mari, încît în mod practic contribuția acestei teorii la studiul fenomenelor terestre este derizorie; ele nu satisfac nici pe departe exigențele impuse unei teorii atît de fundamentale ca cea privind gravitația.

Este semnificativ faptul că relativitatea generală, despre care se scrie că a revoluționat teoria gravitației și cunoștințele noastre despre spațiu și despre timp, nu a găsit între aceste fenomene terestre nici măcar unul singur pe care să îl poată explica; masa (din nou numai masa!) Pămîntului este cu mult prea mică pentru a putea da naștere fenomenelor „suplimentare" presupuse de această teorie. Dar această planetă Pămînt are totuși o istorie de

circa 4,5 miliarde de ani, aproape o treime din „vîrsta“ întregului univers, și această istorie este înscrisă — într-un cod pe care astăzi îl putem descifra — în rocile sale; este un interval de timp uriaș, comparabil cu cel în care operează diversele „modele cosmologice“ relativiste și ar trebui totuși ca cel puțin o parte a trecutului îndepărtat al planetei noastre să fie explicată de teoria relativității generale. Acest lucru nu se întîmplă însă și explicația este simplă, planeta Pămînt rămîne în continuare în teoria gravitației o planetă suprasimplificată, cvasipunctiformă, fără evoluție proprie și deci fără trecut și fără viitor.

Teoria actuală a gravitației descrie un sistem solar imuabil în cadrul căruia o planetă punctiformă este hărăzită să se rotească la nesfîrșit în jurul Soarelui, aproximativ la aceeași distanță cu cea actuală și aproximativ cu aceiași parametri ai mișcării. De aceea, geologia, geoclimatologia, geomagnetismul și în general geofizica nu au putut găsi în această imagine „împietrită“ a mișcării cosmice a Pămîntului o explicație cauzală eficientă pentru schimbările importante și relativ rapide pe care cercetările de specialitate le descoperă efectiv în structura și comportamentul acestei planete. Aceasta a condus la necesitatea inventării a fel de fel de „mecanisme specifice“, adesea disperate, care au menirea să explice unul sau altul dintre fenomenele geofizice observate, o adevărată reîntoarcere la vechile reprezentări aristotelice.

Într-adevăr, cosmologia aristotelică atribuie Pămîntului o poziție specială: universul fiind etern, Pămîntul este și el etern, ceea ce exclude ideea unor mari prefaceri geologice. O mulțime de fenomene geologice se pot explica prin cauze fizice, dar o cercetare sistematică generală nu ar fi posibilă, dat fiind caracterul *local* al faptelor observate. Deși încă în concepția lui P. Kircher (1601—1680) Pămîntul era doar un simplu astru pe cale de evoluție, în secolul al XVIII-lea și în special în secolul al XIX-lea, datorită specializării continue a domeniilor de cercetare, asistăm, aparent paradoxal, la o revenire a geologiei către vechea teză aristotelică a cauzelor strict locale. Urme puternice ale acestei tendințe marchează încă și astăzi unele teorii specifice fundamentale și concepțiile unor specialiști.

Teoria noastră gravitațională descrie un sistem solar în permanentă evoluție. Forța suplimentară $\mathbf{F}_\theta$ este o forță activă în raport cu sistemele inerțiale clasice, ea provoacă o permanentă accelerare a Pămîntului pe traiectoria sa și în consecință o permanentă îndepărtare de Soare, o *variație cu adevărat seculară a parametrilor săi cinematici și dinamici*. Asemenea schimbări permanente oferă o posibilitate serioasă de a explica multe dintre fenomenele geofizice efectiv constatate; deși aceste schimbări sînt lente în timp, ele sînt cumulative, iar la scara epocilor geologice produc efecte care pot fi ușor constatate. În special scăderea permanentă a „constantei“ gravitaționale G, conform relației (10.41), ca urmare a creșterii permanente a distanței heliocentrice, provoacă modificări impresionante, la scară planetară; această relație arată direct că densitatea întregului Pămînt ar trebui să scadă, adică Pămîntul să-și mărească volumul, ca un balon care se umflă fără încetare. Vom urmări mai în detaliu acest proces în cele ce urmează.

Scăderea în timp a constantei gravitaționale este speculată și în cadrul teoriei scalar-tensoriale Brans-Dicke, în baza cunoscutei ipoteze a lui Dirac, ca și în lucrările amintite ale lui Jordan. Pe această bază, se încearcă interpretarea expansiunii observate a Pămîntului; dacă constanta gravitațională scade în timp (nu se știe de ce!) atunci Pămîntul, care este substanțial exprimat de forțele gravitaționale, își va mări volumul, ca urmare a descreșterii presiunilor provocate de eliberarea compresiunii gravitaționale [116].

Un asemenea mecanism al expansiunii este însă în general imposibil din punct de vedere fizic. K. M. Creer [53] și R. H. Dearnley [57] observă, pe bună dreptate, că forțele de atracție electrostatică dintre particulele materiale sînt cu mult mai puternice decît cele gravitaționale și că, pentru a avea într-adevăr o expansiune a unei bucăți oarecare de materie, ar trebui să scadă în același timp și forțele electrostatice. Obiecția lui Creer și Dearnley nu subzistă în cadrul teoriei noastre, unde constanta gravitațională reprezintă efectiv raportul dintre aceste două forțe fundamentale, așa cum am văzut anterior; *expansiunea observată a Pămîntului nu poate fi explicată coerent decît în cadrul unei astfel de teorii.*

Trebuie să spunem că acest concept al Pămîntului în expansiune nu este un concept uzual în disciplinele geofizice de specialitate, deoarece trăsăturile sale definitorii se conturează efectiv în zilele noastre. În orice caz însă vechea concepție imobilistă a geologiei și geofizicii în general a trebuit să fie abandonată sub presiunea faptelor.

Observînd aspectul calitativ general al globului terestru, oamenii au fost încă de mult frapați de similitudinea formelor coastei de est a Americii de Sud și a coastei de vest a Africii; se părea că cele două continente s-au separat dintr-o singură bucată inițială. Alte constatări mai puțin frapante, dar cu o mai mare pondere științifică, au condus ulterior la ideea că într-adevăr aceste două continente nu au fost de totdeauna separate. Studiind asemănările de faună și de floră, biologii au ajuns la concluzia că ele au evoluat diferit, plecînd totuși de la o origine comună și au avansat, pentru prima dată, ipoteza unui *supercontinent* — Gondwana — care s-ar fi scindat prin scufundarea părții sale mediane, Atlanticul de astăzi, America și Africa rămînînd în pozițiile lor inițiale.

Între timp o a treia constatare a înlăturat ipoteza scufundării Gondwanei mediane. Descoperirea unor numeroase probe paleontologice (faună și floră incrustate în roci) și în special a unor formațiuni glaciare permo-carbonifere în America de Sud, în Africa de Sud și în sudul Indiei și al Australiei implica faptul că aceste continente au fost inițial grupate într-o *formațiune unică*, care ulterior s-a separat. Așa cum se vede din reconstituirea lui Du Toit (fig. 108), fragmentele glaciare actuale, menționate mai sus, devin o uriașă calotă glaciară în jurul polului sud de la finele carboniferului.

Bazîndu-se pe ipoteza *izostaziei*, conform căreia excesul de masă între nivelul mijlociu al mărilor și suprafața solului în regiunile continentale, pe de o parte, și deficitul de masă între nivelul mijlociu al mărilor și fundul oceanelor în regiunile oceanice, pe de altă parte, ar fi compensate în adîncime de mase de semn contrar, A. Wegener [219] încearcă, în 1912, să coordoneze observațiile empirice de genul celor menționate într-o teorie globală a *derivei continentelor*. Conform acestei teorii geologice, blocurile continentale alcătuite din material rigid mai ușor (Si-Al) plutesc pe o manta vîscoasă mai densă (Si-Ma), după principiul lui Arhimede. Inițial grupate într-un singur bloc care s-a fracturat, continentele s-ar fi separat unele de altele, ocupînd cu timpul pozițiile lor actuale.

După o perioadă de glorie relativă, această teorie a fost complet abandonată către anul 1930, specialiștilor în geodinamică și geofizicienilor în general le apărea ridicolă ideea după care continente întregi ar putea „vagabonda" pe o mare constituită din crusta rigidă a fundului oceanelor. Dar după cîteva decenii această ipoteză avea să revină într-un mod neașteptat pe primul plan al actualității științifice; către sfîrșitul anului 1950 cercetările asupra magne-

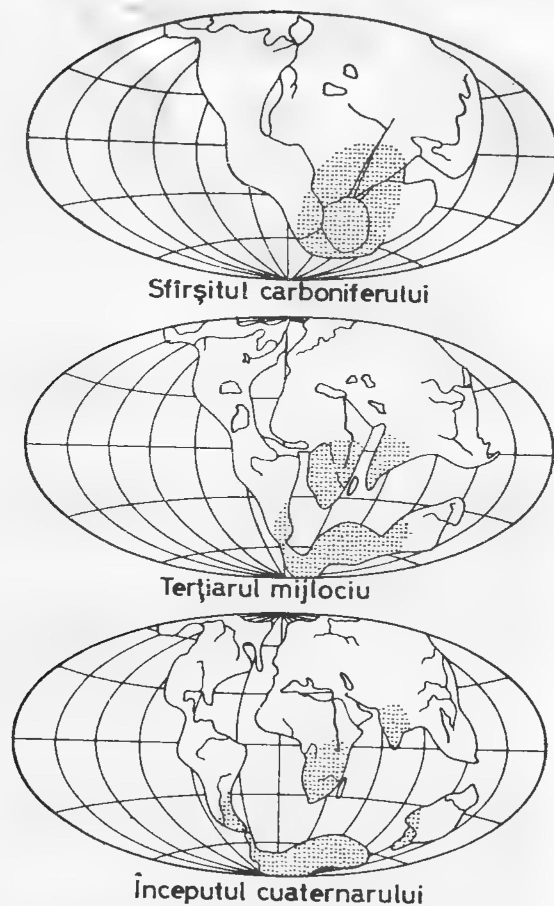


Fig. 108. Reconstituirea globală a zonelor continentale, executată de du Toit după urmele unui ghețar din carbonifer.

tismului terestru din punct de vedere paleontologic au condus în mod cert la concluzia că continentele au suferit efectiv deriva de care vorbea Wegener.

Studiul petrografic al geomagnetismului se face cu ajutorul măsurătorilor asupra magnetismului remanent al rocilor și, de aceea, el se mai numește și *paleomagnetism. Cînd o rocă eruptivă sau una sedimentară se formează, ea capătă o magnetizare permanentă avînd direcția cîmpului geomagnetic care domnește pe glob la epoca respectivă.* Această magnetizare remanentă este de regulă foarte slabă și sînt necesare aparate sensibile pentru a o detecta, dar ea este suficient de *stabilă* pentru a păstra direcția sa timp de *miliarde de ani;* se poate deci deduce (cu ajutorul unor ipoteze rezonabile) direcția cîmpului geomagnetic pentru diverse epoci geologice, după magnetismul remanent al rocilor care s-au format în acele epoci. O serie de lucrări fundamentale, printre care menționăm pe cele ale lui L. Néel [154], E. Thellier [210], T. Nagata [152], P. M. S. Blackett [18] și S. K. Runcorn [186], au dezvoltat paleomagnetismul pe scară mare.

Măsurînd direcția magnetismului remanent al rocilor, se poate deduce poziția polului geomagnetic în epoca formării rocii, dacă se presupune că cîmpul geomagnetic a avut întotdeauna o geometrie dipolară centrată pe Pămînt. Utilizînd această metodă, Runcorn și colaboratorii săi au putut să localizeze în timp poziția polului geomagnetic și astfel au putut constata faptul



Fig. 109. Deriva continentelor, revelată de măsurători paleomagnetice executate pe roci europene (linie întreruptă) și pe roci americane (linie plină).

surprinzător că *polul magnetic boreal al Pămîntului nu a fost situat dintotdeauna în poziția sa actuală, ci s-a deplasat permanent de-a lungul erelor geologice pe suprafața Pămîntului*. Cînd au trasat curba deplasării polare, astfel obținută, ei au mai observat că curba corespunzînd rocilor europene se despărțea de o manieră sistematică de curba dată de rocile americane: curba migrației polare, furnizată de rocile americane, era deplasată spre est în raport cu cea europeană (fig. 109). Runcorn a conchis că această dedublare se datorește dedublării unui continent unic, care conținea inițial atît America cît și Europa; era exact ceea ce Wegener susținuse cu ani înainte.

Imediat geofizicienii au întreprins cercetări paleomagnetice îngrijite în India, Australia, Africa, America de Sud, U.R.S.S., Japonia, Antarctica etc. Rezultatele obținute astfel au demonstrat — *la scară planetară* — veridicitatea ipotezei derivei continentelor pe suprafața scoarței terestre. Într-adevăr, dacă suprapunem curbele divergente ale migrației polilor, atunci continentele se îmbucă unele cu altele, în bun acord cu reconstituirile originale propuse de Wegener și Du Toit. Se remarcă în special, prin reconstituirea lui K. M. Creer [53], faptul că America de Sud se asamblează perfect în concavitatea occidentală a Africii (fig. 110) nu numai din punctul de vedere al potrivirii liniilor de coastă, dar și din punctul de vedere paleomagnetic. Creer arată că fenomenul derivei celor două continente a debutat acum 250 milioane de ani.

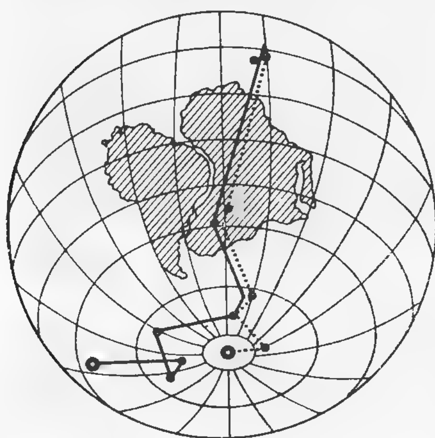


Fig. 110. O reconstituire efectuată de K.M. Creer după date paleomagnetice.

O altă descoperire importantă a paleomagnetismului a fost aceea a *inversiunilor* suferite de cîmpul magnetic terestru de-a lungul timpului. Bruhnes și Matuyama au emis ipoteza sprijinită pe date paleomagnetice, conform căreia cîmpul geomagnetic a suferit mai multe inversiuni de-a lungul erelor geologice. Cu timpul s-au adus multe dovezi în sprijinul acestei ipoteze, în special prin faptul că s-a reușit să se demonstreze simultaneitatea inversiunilor la scara întregului glob (A. Cox, R. Doell). *Perioadele după care au avut loc inversiunile sînt de ordinul sutelor de mii de ani* și s-a reușit întocmirea unei cronologii a polarității cîmpului magnetic al Pămîntului pe o durată de sute de milioane de ani. Mai tîrziu, s-a descoperit că există și *inversiuni (anomalii) cu o perioadă de numai cîteva zeci de mii de ani*. Acest fenomen a permis, cum vom vedea, să se pună în evidență mecanismul fizic al derivei continentelor și al expansiunii Pămîntului în general.

În fața evidenței faptelor, vechea aversiune a geologilor față de fenomenul derivei continentelor a trebuit să fie învinsă; foarte puțini sînt astăzi specialiștii care se mai opun unui asemenea fenomen constatat experimental și care mai încearcă să ofere alternative. Este evident că acest mecanism fizic gigantic, care face posibilă deriva continentală și expansiunea, nu putea să fie pur și simplu inventat de teoreticieni; el trebuia descoperit și studiat experimental și o asemenea descoperire a fost făcută literalmente în zilele noastre. A fost una dintre descoperirile epocale ale omenirii, care a schimbat „fața lumii", așa cum apărea ea în diversele discipline ale geofizicii și ale cărei profunde consecințe în domeniul teoriei gravitației nu au fost revelate încă în toată amploarea lor.

12.1.2. Un fenomen cosmic normal: Pămîntul în expansiune

Studiul sistematic al unor fenomene care se petrec la scară planetară necesită cercetări organizate la aceeași scară; cercetările geologice anterioare se limitaseră însă în general numai la zona uscatului, care acoperă cam 30% din suprafața globului.

Cunoștințele despre topografia fundului mărilor și al oceanelor globului erau foarte aproximative; multă vreme se crezuse, de exemplu, că dincolo de platformele continentale fundul oceanelor este relativ neted. Către mijlocul secolului al XIX-lea se descoperise în centrul Oceanului Atlantic — cu ocazia amplasării cablului telegrafic transoceanic — o zonă de creste submarine, „platoul telegrafului". În anul 1873 nava engleză Challenger pornea, prima, într-o călătorie în jurul lumii pentru un studiu al oceanelor, unul dintre principalele obiective fiind măsurarea adîncimii acestora. Împreună cu alte cîteva încercări izolate, aceste cercetări au descoperit întinse și ramificate *lanțuri muntoase submarine* și au condus la cunoașterea mai bună a unor anumite zone ale reliefului submarin, în special a crestelor Carlsberg în Oceanul Indian și a reliefului Pacificului Oriental. Dar aceste cunoștințe erau cu totul insuficiente pentru a sugera o oarecare *relație* între lanțurile muntoase submarine.

Cercetările geofizice ale anilor '60 au avut tocmai sarcina de a organiza la scară planetară studiul sistematic al zonelor submarine, în cadrul unui program internațional de cercetare în colaborare, denumit *Upper Mantle Project*. Numeroase expediții internaționale, dotate cu aparatură modernă și avînd de executat vaste programe de cercetare, au fost dirijate către zonele necunoscute ale mărilor, oceanelor și continentelor. S-au organizat numeroase colocvii internaționale, unde au fost expuse, discutate și coordonate rezultatele obținute.

Una dintre cele mai importante contribuții a fost descoperirea *repartiției în benzi a anomaliilor geomagnetice* și ipoteza Vine-Matthews pentru a explica originea lor. Constatarea că *anomaliile geomagnetice se întind pe anumite zone ale fundului oceanelor în benzi alternative lungi de mai multe mii de kilometri și largi de cîteva zeci de kilometri*, ceva foarte asemănător unei piei de zebră, a constituit o mare surpriză. Ipoteza celor doi tineri cercetători britanici era aceea că *aceste benzi de sens alternativ reprezintă magnetismul remanent al rocilor care s-au format la epoci diferite, de cîmp geomagnetic direct și invers și că are loc o continuă formare de roci noi și deci o continuă împingere laterală a rocilor mai vechi*. În felul acesta, s-a pus în evidență o *expansiune* (lărgire) *a fundului oceanelor* cu o viteză de cîțiva centimetri pe an.

În același timp, N. Opdyke și colaboratorii săi de la observatorul geologic Lamont-Doherty au reușit să măsoare direcția paleomagnetică a sedimentelor de pe fundul oceanelor. Viteza de sedimentare pe fundul oceanului este în general extrem de lentă, așa că, de exemplu, un carotaj al sedimentelor de ordinul a 10 m poate conține istoria cîmpului geomagnetic pe o perioadă de cîteva milioane de ani. *S-a putut data astfel în mod exact vîrsta diferitelor sedimente și respectiv a benzilor anomaliilor geomagnetice*, rezultatele fiind în perfect acord cu ipoteza Vine-Matthews. Toate acestea au permis să se găsească acele zone ale fundului oceanelor, care produc rocile cele mai noi și s-a ajuns ușor la concluzia că *aceste roci sînt produse în permanență, efectiv în zilele noastre*. Astfel s-a ajuns la descoperirea fizică a acelui formidabil mecanism planetar prin care se provoacă expansiunea fundului mărilor și oceanelor, deriva continentelor și expansiunea generală a Pămîntului.

O vastă rețea de crăpături adînci (rifturi), situată în general în zona mijlocie a oceanelor, brăzdează întreg Pămîntul și împarte într-un sistem de plăci rigide întreaga litosferă (tectonosfera) așa cum se vede într-o versiune suprasimplificată în harta din figura 111. Sistemul de rifturi separă de regulă cele două creste ale lanțurilor muntoase submarine situate în zona mediană

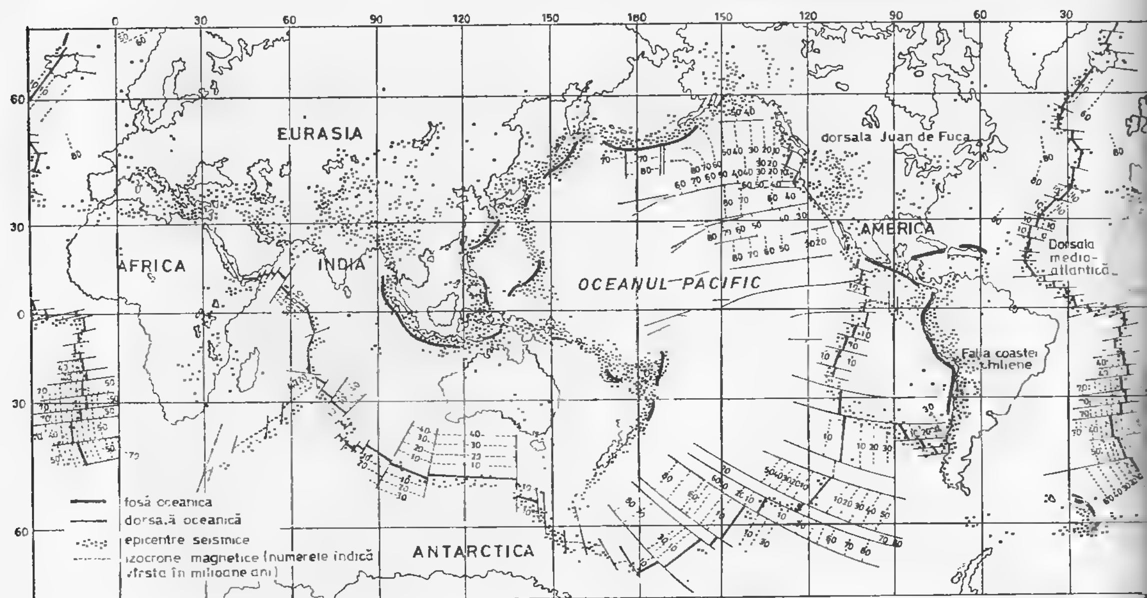


Fig. 111. Sistemul planetar de rifturi și fose oceanice și repartiția zonelor seismice pe glob.

a oceanelor, cu excepția Pacificului, în care ele sînt tangente la lanțul muntos occidental al celor două Americi. Aceste lanțuri muntoase, care au rezultat din fundul oceanului (dorsale oceanice), pot fi urmărite de la Oceanul Arctic, traversînd mijlocul Atlanticului prin Islanda, Insulele Azore, Saint Paul și Tristan de Cunha, ocolind sudul Africii și urcînd pînă la crestele Carlsberg către Marea Roșie, în timp ce o ramură se detașează către sud-est, pentru a trece la sudul Australiei și a se întîlni cu crestele Pacificului oriental.

De-a lungul traseelor rifturilor oceanice se aliniază epicentrele unor focare seismice, active, ale căror hipocentre se află în general sub 30 de km adîncime. De o parte și de alta a rifturilor se aliniază benzi de anomalii magnetice, alternativ pozitive sau negative, paralele pe porțiuni cu riftul, al cărui traseu îl urmează cu fidelitate. Pe fundul oceanului sedimentele sînt subțiri și de vîrstă recentă în apropierea riftului și din ce în ce mai groase pe măsură ce sînt mai îndepărtate de acesta, cu vîrste din ce în ce mai mari.

Magnetismul remanent al acestor sedimente mai groase din zonele depărtate, din dorsala medio-oceanică, prezintă polarități alternativ normale (adică în sensul cîmpului geomagnetic actual) și inverse pentru grosimi de ordinul centimetrilor, care pot fi evaluate cu precizie satisfăcătoare. Fluxul geotermic are valori mai ridicate în apropierea dorsalei și anomaliile cîmpului gravitațional au și ele valori pozitive, putînd atinge circa 120 mGal în zona dorsală, descrescînd odată cu îndepărtarea de ea.

În figura 112 este prezentat schematic [49] acest mecanism al expansiunii fundului oceanelor, constatat empiric, așa cum este el înțeles în prezent. Sub riftul din partea centrală a dorsalei are loc o ridicare continuă a magmelor fierbinți subcrustale, care au temperaturi ridicate, incompatibile cu magnetizarea. Pe măsură ce ele se ridică la suprafață, temperatura lor scade și viscozitatea crește, astfel încît la o anumită temperatură ele produc, prin frecare cu pereții riftului, *focare de cutremure*. Acestea se situează la adîncimi corespunzătoare porțiunilor inferioare ale riftului, nu mai adînc decît grosimea crustei terestre în zona respectivă. La temperaturi sub punctul Curie, magma răcită se magnetizează, evident, în direcția și corespunzător cu intensitatea cîmpului geomagnetic existent în zonă la epoca respectivă. Procesul continuînd, se produce treptat o deplasare laterală a porțiunilor consolidate, pe direcții perpendiculare pe rift; are astfel loc, ceea ce s-a numit foarte aproximativ, expansiunea fundului oceanelor.

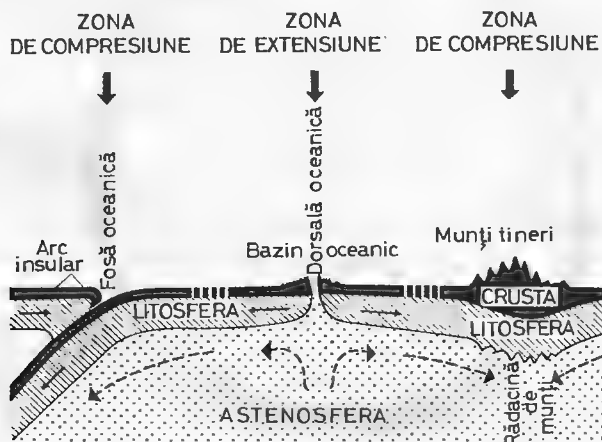


Fig. 112. Dinamica mantalei superioare.

Bineînțeles pe crusta tînără, nou formată în zona riftului, nu există sedimente. Acestea se depun pe măsură ce crusta „îmbătrînește“ și se deplasează lateral, ajungînd astfel la grosimi din ce în ce mai mari pe măsură ce se îndepărtează de dorsală. Acest mecanism al expansiunii „fundului oceanelor“ — pentru a utiliza limbajul actual al geofizicii — este transpus la scară planetară, după S. Uyeda [214] în schița suprasimplificată din figura 113.

De ce numai expansiunea fundului oceanelor și nu expansiunea Pămîntului în ansamblu? În primul rînd pentru că geodinamica, ca întreaga mecanică în general, se sprijină integral pe legile mecanicii clasice, care nu cunosc fenomenul de expansiune-contracție, analizat pe larg în capitolul 10. Există și aici, ca și în alte domenii ale științei, tendința de a îngrămădi cumva fenomenele dizidente observate în tiparele gata fabricate ale concepțiilor clasice, eventual completate cu cîte un „mecanism specific“ auxiliar, care în cazul de față se numește ipoteza curenților de convecție în mantaua terestră, lansată de H. Holmes în 1928 pentru a explica deriva continentelor și reluată de H. Hess și R. Dietz în 1961. Ce este un astfel de curent de convecție? O mișcare într-un lichid care, fiind încălzit (în părțile inferioare ale mantalei), se dilată, devine mai ușor și urcă, în timp ce lichidul din straturile superioare mai reci coboară. Viscozitatea fluidului încetinește această mișcare și, pentru ca ea să existe cu adevărat, este necesar ca numărul lui Reynolds al mișcării să depășească o anumită valoare critică. Satisface mantaua terestră o astfel de condiție? După cum se știe, ea se comportă ca un solid, deoarece transmite undele seismice transversale (de forfecare) *s*. Există însă numeroase dovezi că și un solid poate să curgă; să ne gîndim, de exemplu, la curgerea unui ghețar. Holmes a emis ipoteza că mantaua terestră ar fi de fapt un lichid la scara timpului geologic. Și studiul dinamicii mantalei terestre, bazat pe această ipoteză devenită fundamentală (în care recunoaștem cu ușurință efortul de a explica „à la 1930“ deriva continentelor), a devenit astăzi unul dintre domeniile cele mai importante ale geofizicii. Cu ajutorul ei s-au imaginat așa-numitele celule de convecție (cinci în momentul de față), în care curenții

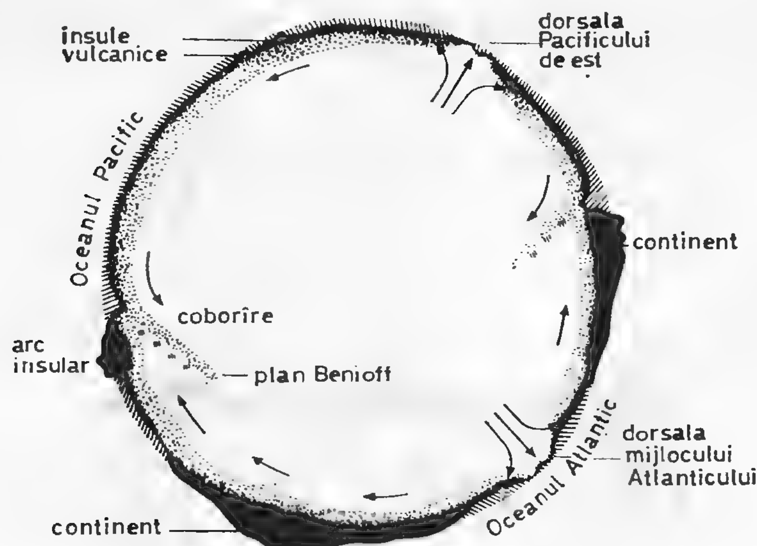


Fig. 113. Expansiunea fundului oceanelor și a Pămîntului în ansamblu, văzută la scară globală (S. Uyeda).

interiori ascendenți sub dorsală împing către suprafață magma topită și tind apoi spre direcții orizontale, sub zonele situate lateral, producînd deplasarea porțiunilor consolidate, în acord cu deplasarea observată.

În afară de faptul că aceasta nu este decît o ipoteză ca oricare alta (adică neconfirmată direct) și de faptul că ea a fost inventată special pentru a explica deriva continentelor, acest mecanism specific al ipotezei lui Holmes nu poate constitui prin sine însuși o *sursă de energie* adecvată pentru a explica uriașele energii puse în joc în acest grandios fenomen planetar. Ea poate fi privită cel mult numai ca un mecanism fizic auxiliar, o curea de transmisie, prin care expansiunea fundului oceanelor și a Pămîntului în ansamblu are loc. O serie de personalități ilustre, printre care din ce în ce mai mulți geofizicieni, văd în „relaxarea" energiei gravitaționale a Pămîntului (prin scăderea „constantei" gravitaționale) singura sursă rezonabilă a unui astfel de fenomen. Dealtfel, R. H. Dicke demonstrează că însăși convecția, așa cum este ea înțeleasă în prezent de geofizicieni, poate fi un rezultat al scăderii constantei gravitaționale G [60.]

Dacă Pămîntul ar fi o sferă lichidă, procesul de expansiune ar putea avea loc, continuu, prin simpla creștere uniformă a întregului său volum. Dar el este acoperit cu o crustă solidă (litosfera) avînd o grosime variabilă, cuprinsă între 30 și 100 km, care învelește stratul de material vîscos (sau plastic) al astenosferei, unde temperatura este aproape de punctul de topire al materiei. Expansiunea nu poate avea astfel loc decît prin *fracturarea* acestei scoarțe solide sub efectul presiunilor care se acumulează sub scoarță ca urmare a „relaxării gravitaționale" și Jordan remarcă *caracterul exploziv* al acestui proces.

Într-adevăr, nu există în prezent o scoarță solidă continuă a Pămîntului, așa cum se credea pînă nu demult, întregul glob este acoperit numai de *plăci tectonice rezultate din aceste fracturări ale scoarței terestre.* Vechea geotectonică este în prezent profund modificată structural și devine o știință modernă, revoluționară, tectonica plăcilor sau tectonica globală. Aceste noi concepte au apărut foarte recent (1967—1968) și ele au fost sugerate aproape simultan de Le Pichon [170], M. J. Morgan [145] și D. P. McKenzie [141]. Ele au evoluat repede și de la cele șase plăci inițiale ale lui Le Pichon s-a ajuns în curînd la nouă (versiunea Dietz-Holden, 1970) pentru a se ajunge la ora actuală la un număr mare de *plăci și plăcuțe, care plutesc și se deplasează fără încetare la suprafața unui Pămînt în expansiune.*

Conform conceptelor tectonicii globale actuale, plăcile iau naștere în zona dorsalelor medio-oceanice, cresc în cele două direcții perpendiculare pe axa dorsalei și sfîrșesc prin a se înfunda sub scoarța terestră atunci cînd ele întîlnesc un teren adînc consolidat (de exemplu, arcul insular japonez sau continentul american), în așa-zisele *zone de subducțiune (fose oceanice)*, pentru a fi retopite complet la o anumită adîncime în astenosferă, din cauza temperaturii ridicate existente acolo. Caracteristicile geofizice ale unor asemenea zone de subducțiune sînt în special de ordin seismic, datorate unor puternice focare de cutremure, create prin frecarea plăcilor care se înfundă în astenosferă. Hipocentrele acestor cutremure se situează pe planuri înclinate dinspre bazinul oceanic spre porțiunea de dedesubtul arcului insular, respectiv spre interiorul continentului (plane Benioff, figura 113).

Dealtfel seismologia modernă a făcut progrese rapide în ultimii ani, în paralel cu geologia submarină, adaptîndu-se noilor fapte empirice constatate. Cutremurele de pămînt nu sînt uniform distribuite pe întregul glob terestru, ci sînt concentrate în regiunile dorsalelor medio-oceanice, a arcelor insulare și a munților alpino-himalaieni. Ele sînt deci distribuite tocmai în zonele de fractură ale scoarței terestre și sînt concepute ca rezultat al interacțiunii dintre plăcile tectonice ale globului.

Aceasta înseamnă că activitatea seismică a globului a trebuit să crească în continuare în cursul erelor geologice, ca urmare a răcirii tot mai accentuate, a îngroșării și consolidării scoarței sale exterioare; *expansiunea va putea avea loc din ce în ce mai greu și din ce în ce mai violent.* Dacă pentru o sferă fluidă expansiunea poate avea loc ca urmare a unei succesiuni de stări de cvasi-echilibru, corespunzătoare unei permanente și ușoare descreșteri a lui G, în condițiile actuale și cele viitoare ale Pămîntului, aceasta va fi din ce în ce mai greu de realizat. Binecunoscutul fapt că fazele materiei solide pot exista un timp îndelungat, chiar dacă condițiile de presiune și temperatură fac mai stabile alte faze, l-a condus pe Jordan la concluzia că expansiunea Pămîntului, ca urmare a scăderii continue a lui G, poate să se realizeze (parțial) nu imediat, ci în epoci geologice mai tîrzii. El numește o atare posibilitate *relaxare prin tranziție de fază* și acest *decalaj* al expansiunii parțiale, suprapus expansiunii continue, pe care o constatăm în prezent, poate explica în bune condiții *perioadele orogenetice*, cu intensități din ce în ce mai puternice, pe care le constatăm într-adevăr, empiric, în trecutul îndepărtat al Pămîntului (fig. 114).

Dacă o planetă de dimensiuni mici (de exemplu Marte) ar urma aceeași evoluție în timp și spațiu ca Pămîntul, aceasta s-ar fi răcit mult mai rapid, chiar dacă condițiile inițiale ar fi fost aceleași: cantitatea de căldură existentă în interiorul unei planete este proporțională cu volumul planetei, în timp ce căldura radiată depinde de suprafața sa. Deci cu cît o planetă este mai mare, cu atît este mai mică suprafața sa în raport cu volumul și cu atît mai lentă va fi pierderea de căldură interioară. Pentru o planetă răcită, așa cum pare a fi Marte, care mai păstrează (probabil) numai în interiorul foarte adînc un

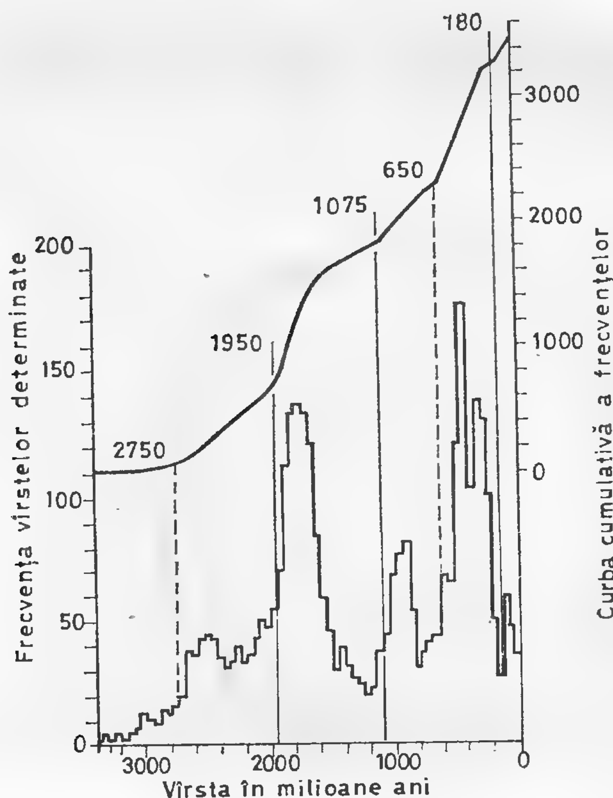


Fig. 114. De-a lungul evoluției cosmice a planetei Pămînt, curba activității sale tectonice a crescut permanent și din ce în ce mai pronunțat (R. Dearley).

miez fierbinte, procesul expansiunii se va produce greu și foarte violent. S-ar putea ca aceasta să fie explicația vulcanilor și a munților uriași (de vreo trei ori mai înalți decît Everestul) pe care misiunile spațiale de tipul Viking și Mars îi fotografiază pe suprafața micuței planete Marte.

La limită am putea imagina chiar *explozia unei întregi planete ca urmare a eliberării rapide a unor presiuni și energii uriașe acumulate sub o crustă foarte puternic consolidată.* Aceasta ar trebui să fie o planetă mai mare decît Marte (poate de dimensiunile Pămîntului, sau ale lui Venus), care, deși cu o scoarță răcită foarte groasă, ar păstra totuși un nucleu lichid suficient de mare pentru a asigura, prin relaxare, energia suficientă unei atare explozii catastrofale. Una dintre planetele sistemului nostru solar lipsește într-adevăr din secvența planetelor, dată de legea distanțelor planetare a lui Titius-Bode. Absența termenului 2^3 din seria geometrică a distanțelor planetare a sugerat de mult existența în trecut a unei planete necunoscute între Marte și Jupiter. În această zonă, astronomia de observație descoperă astăzi mii de corpuri solide cu o formă neregulată, asteroizii, avînd dimensiuni între 1 km și circa 800 km.

Masa totală a asteroizilor descoperiți în centura dintre Marte și Jupiter se evaluează între 1/10—1/1000 din masa Pămîntului, dar există probabil milioane de asteroizi de dimensiuni mai mici nedescoperiți încă. Meteoriții care au căzut pe Pămînt sînt în general pietroși (constituiți din substanțe similare rocilor care formează scoarța Pămîntului) și feroși (constituiți din nichel și fier, cristalizat la presiuni foarte ridicate, asemănătoare celor pe care le bănuim a exista în interiorul adînc al Pămîntului). Acestea ar putea fi dovezi concludente a unei atare explozii, dar astronomii sînt tot mai sceptici în această privință, din cauză că realizarea ideii lansate de Newcomb, de a se deduce orbita planetei inițiale din orbitele actuale ale asteroizilor, nu a dus — în lucrările lui Hyrayama (și ale altora) — la rezultate concludente. Ei au lucrat însă cu metodele mecanicii newtoniene și noi știm că aceste metode sînt foarte neexacte, în special în cazul mișcării asteroizilor și pentru mari perioade de timp.

Să fie oare hărăzit Pămîntul aceluiași sfîrșit catastrofal ca și planeta dezintegrată a lui Oort, Phaeton? O asemenea eventualitate este desigur foarte îndepărtată! *Între timp se pare că o altă planetă se pregătește pentru a primi cîte ceva din civilizația Terrei și pe reprezentanții săi : Venus.* Într-adevăr, condițiile fizice actuale, descoperite de către navele spațiale la suprafața acestei planete, par foarte asemănătoare cu cele care existau pe Pămînt în perioada precambriană, această mare parte a trecutului îndepărtat al planetei, care se sfîrșește cu apariția primelor forme de viață (gasteropode și trilobiți). Pe măsura îndepărtării continue de Soare, conform gravitovortexului, condițiile fizice la suprafața planetei vecine, Venus, vor deveni probabil foarte asemănătoare cu cele de pe Pămîntul actual.

În orice caz, știința zilelor noastre relevează clar un Pămînt în expansiune și mecanismul fizic concret prin care această expansiune are loc, în acord cu expansiunea observată în cazul mișcării cometelor și a universului însuși. Ar fi poate interesant să amintim aici semnificativele „coincidențe numerice" găsite de Mac Dougall [140] între *rata expansiunii Pămîntului și cea a expansiunii universului în ansamblu, dată de legea lui Hubble.* Considerînd valoarea constantei lui Hubble $H = 100$ km/s/Megaparsec sau $1,65 \cdot 10^{-4}$ mm/an și pe milă și substituind valoarea razei Pămîntului în legea lui Hubble $V = RH$, el obține o expansiune radială a Pămîntului de 0,66 mm pe an, care pare să fie în bun acord cu valoarea calculată din reconstituirile geologice ale epocilor

mai recente. Aceeași lege generală guvernează deci mișcarea tuturor aștrilor în sistemul nostru solar și în cosmos, iar Pămîntul nu este decît un astru la fel ca oricare altul.

Calitativ, fenomenul expansiunii planetare, pe măsura îndepărtării de Soare, rezultă direct chiar și din examinarea unei schițe sumare a sistemului nostru solar: planete gigant, de densități scăzute către exteriorul sistemului, planete din ce în ce mai mici și mai dense în imediata vecinătate a Soarelui. Desigur, acest proces general al expansiunii planetelor nu poate fi prea mult simplificat. El depinde în mare măsură de condițiile inițiale ale procesului, de masa și vîrsta planetei și de diverse alte condiții specifice, astfel încît ar fi lipsit de sens să se identifice acest proces al expansiunii unei planete date cu un model valabil în general. Vom putea înțelege acest proces numai ca pe un cadru general, pe fundalul căruia pot avea loc evoluții foarte variate și foarte specifice. Tocmai în această diversitate se manifestă „natura" fiecărei planete și tocmai această natură, care, așa cum am văzut, influențează profund mișcarea corpurilor, este neglijată de relativitatea generală și de teoriile actuale ale gravitației.

Pentru condiții fizice date, orice teorie viabilă a gravitației ar trebui — după părerea noastră — să poată explica nu numai mișcarea actuală a planetelor în jurul Soarelui, dar și mișcarea în trecutul lor foarte îndepărtat; această mișcare înseamnă de fapt evoluția în timp și în spațiu a acestor planete. Teoria actuală a gravitației este, așa cum am văzut, absolut incapabilă de o asemenea performanță, efemeridele planetare elaborate în condițiile pe care tehnica modernă de calcul le pune la dispoziție dau erori inadmisibile după un foarte scurt interval de timp: $100 \div 200$ de ani. Ar fi cu totul absurd ca cineva să încerce reconstituirea primelor stadii ale sistemului nostru solar plecînd de la actuala teorie a mișcării planetare, deoarece, după o muncă uriașă, s-ar constata că acest sistem solar, deranjat doar de perturbațiile planetare reciproce, arăta acum 4,5 miliarde de ani aproape la fel cum arată și astăzi. Sistemul solar descris de teoria actuală a gravitației este într-adevăr un sistem *imuabil*.

Presupunînd însă că o teorie viabilă a gravitației ar putea descrie mișcarea trecută, pe mari intervale de timp a planetei noastre, cum am putea să știm dacă rezultatele sale sînt cît de cît corecte? Nu ar fi oare aceste rezultate o simplă speculație teoretică la fel ca atîtea altele? După părerea noastră asemenea rezultate ar putea fi verificate practic imediat cu o precizie satisfăcătoare și cu o precizie mult îmbunătățită în viitorul apropiat.

Conform gravitovortexului, între mișcarea de revoluție a aștrilor, cea de rotație în jurul axelor proprii, și mișcarea cu expansiune-contracție există o strînsă corelare, un cuplaj permanent, ale căror caracteristici au fost pe larg analizate în capitolele 9 și 10. Așa cum am văzut în mișcarea cometară, dacă putem determina din date de observație valoarea exponentului politropic $\varkappa$, atunci putem determina exact mișcarea reală a unui corp dat în jurul Soarelui; or, determinarea exactă a mișcării înseamnă implicit determinarea ei corectă pe mari intervale de timp. În mod concret, dacă vom determina valoarea $\varkappa$ din date de observație, vom putea calcula mișcarea de expansiune a Pămîntului și rezultatele acestui calcul vor putea fi verificate destul de precis cu ajutorul rezultatelor *reconstituirilor geofizice*, realizate la scară planetară; implicit se poate verifica astfel și mișcarea circumsolară asociată, pe intervale foarte mari de timp.

Evoluția în timp și spațiu a planetei noastre se află deci efectiv consemnată în rocile sale și cei care încearcă să o descifreze sînt geofizicienii. Să aruncăm o scurtă privire asupra rezultatelor pe care ei le-au obținut în ceea ce privește expansiunea planetei Pămînt în decursul întregii sale existențe.

12.1.3. Reconstituiri

Deriva continentală (driftul continental), determinabilă din date paleomagnetice, a debutat acum aproximativ 200—250 milioane de ani [53]. Reconstituirile executate pe această bază vor conduce deci invariabil la imaginea unui Pămînt avînd aproximativ aceeași rază ca și în prezent și a unui continent unic — Gondwana — de felul celui obținut de du Toit. Acesta este argumentul major al acelei părți a geofizicienilor conservatori, care abia de cîțiva ani au adoptat, în sfîrșit, vechea teorie a derivei continentale. Această perioadă de timp este însă infimă în raport cu vîrsta Pămîntului, pe care astăzi o apreciem la circa 4 500 milioane de ani, și în mod evident ea nu poate revela semnificativ procesul de expansiune.

Problemele care se pun sînt aceea de a arăta că blocurile continentale actuale pot fi aranjate pe suprafața unei sfere avînd o rază mai mică decît a Pămîntului actual, astfel încît ele să acopere în întregime această suprafață, și aceea de a determina valoarea acestei raze. Natural, nu ne putem aștepta ca acest aranjament să poată fi făcut tot atît de exact ca în cazul Africii de vest și Americii de Sud. Expansiunea presupune o *schimbare lentă a razei de curbură* și învelișul sialic a trebuit să se ajusteze el însuși la descreșterea acestei raze, blocurile continentale suferind în timp considerabile schimbări de longitudine și latitudine. În plus, datorită mișcărilor tectonice, nașterii munților și a unor variate procese geologice, profilele continentale au fost desigur în permanență modificate. Totuși, cu toată extrema ei complexitate, problema reconstituirii empirice a unui Pămînt timpuriu a fost atacată și a putut fi — în linii mari — rezolvată.

Prima încercare de reconstituire a unui Pămînt timpuriu de diametru mai mic decît cel actual a fost făcută de Hilgenberg [105] dar, așa cum arată Jordan [115], ea nu a fost suficient de convingătoare. În prezent, sînt cunoscute mai multe încercări de reconstituire, bazate pe metode de studiu diferite și ale căror rezultate converg, cu mici diferențe cantitative, spre o soluție unică. *S-a demonstrat astfel definitiv că profilele actuale ale continentelor sînt compatibile cu presupunerea că, în trecutul îndepărtat, ele au acoperit în întregime suprafața exterioară a unui Pămînt primitiv mai mic.*

Desigur, simpla potrivire a liniilor de coastă, utilizată de cei mai mulți dintre cercetători, constituie un argument major al încercărilor de reconstituire. Dar *pantele continentale* arată în general o potrivire mai bună și chestiunea este de a ști la ce nivel al acestor pante urmează să se facă reconstituirea. Dacă se consideră, conform hărților hipsografice ale lui Kossinna, că gradientul maxim delimitează aria continentală (circa 1 500 m sub suprafața oceanelor), atunci această arie ocupă în prezent cam 37% din suprafața globului terestru actual. Raza celui mai mic Pămînt primitiv, care poate fi obținută în aceste condiții, fără distorsiuni marcante, este de 4 200 km [57].

Rezultate mult mai concludente furnizează însă analiza geotectonică directă a distribuției cutelor orogenice, apărute în precambrian, această mare parte a trecutului geologic (84 ÷ 88% din întreaga existență a Pămîntului) și care începe din momentul în care a apărut coaja solidă pe suprafața

sa și se termină odată cu formarea primelor straturi în care se găsesc urme bine păstrate de trilobiți (apariția vieții organice). Geologia asociază o considerabilă activitate metamorfică și vulcanică cu aceste cute, iar dacă această activitate este corect reprezentată de frecvența distribuției determinărilor disponibile de vîrstă a rocilor, atunci variația acestei activități de-a lungul epocilor geologice poate fi dedusă. În histograma din figura 114 este prezentată, după R. Dearnley, înregistrarea acestei activități, obținută prin determinări de vîrstă pentru un mare număr de roci orogenetice.

Curba cumulativă din partea superioară a figurii, dedusă din histograma frecvenței determinărilor de vîrstă, arată trei schimbări ale pantei foarte bine definite: la 1 950 milioane de ani, 1 075 milioane de ani și 180 milioane de ani și două alte schimbări de pantă mai puțin abrupte la 2 750 milioane de ani și 650 milioane de ani. R. Dearnley împarte perioadele orogenetice corespunzătoare în trei grupe, astfel:

— regimul superior, care se referă la toate cutele orogenetice, oriunde ar fi acestea situate și care s-au produs în perioada 2 750 milioane de ani — 1 950 milioane de ani;

— regimul hudsonian, pentru cutele orogenetice care s-au format în perioada 1 950—1 075 milioane de ani;

— regimul Greenville pentru toate cutele orogenetice formate între 1 075 milioane de ani și prezent.

În acord cu concluziile noastre anterioare, *această histogramă indică clar o creștere permanentă a activității vulcanice a Pămîntului de-a lungul evoluției sale ca planetă*. De notat că diverse alte studii independente arată că activitatea orogenetică a crescut ușor în frecvență, de-a lungul erelor pentru care există „înregistrări" geologice, continue. În aceste condiții, ar fi într-adevăr de așteptat o intensificare a acestei activități în viitor, nu numai ca frecvență, dar și ca intensitate. Jordan remarcă faptul că *activitatea vulcanică reflectă tendința constantă a materialului din adîncul Pămîntului și de sub crustă de a-și reduce densitatea într-o manieră explozivă*. După Binge [115] aceste explozii se datoresc tranzițiilor de fază ale materialului crustal: o anumită fracțiune a acestui material este într-o stare instabilă, din cauză că presiunea prezentă este mai mică decît cea din epoca formării sale, transformarea în faze care sînt în prezent stabile realizîndu-se brusc, cu mult timp în urma scăderii corespunzătoare a presiunii.

Cele mai timpurii sisteme de cute orogenetice, care mai pot fi identificate în prezent pe continente individuale, datează din Katarhaean-Archeean și constituie regimul superior. Deși sînt compuse din numeroase încrețituri individuale de vîrste diferite, tendințele structurale sînt pretutindeni concordante cu perioada dintre 3 300 milioane de ani și 1 950 $\pm$ 50 milioane de ani. Aceste cute sînt considerate a fi rămășițele fundamentale ale continentelor și se prezintă în structuri continue pe distanțe de pînă la 2 000 km în Africa, America de Nord și în scutul chino-coreean. Dacă se compară dispunerea centurilor de cutare ale regimului superior în pozițiile lor actuale, pare să nu existe nici un fel de relație între ele. Dimpotrivă, dacă se regrupează continentele, îmbinîndu-le nu atît după contururile lor de coastă, ci după taluzurile lor continentale, care se potrivesc mai bine pe un Pămînt cu un volum mai mic, se constată că aceste încrețituri se repartizează după o figură regulată, pe întreaga suprafață crustală astfel formată. Această figură formează o spirală axată pe polul nord și ale cărei ramuri se răsucesc, lărgindu-se spre

est, pînă către paralela 30°. La acest nivel cutele se întorc spre vest, coborînd către sud, astfel încît paralela 30° formează aproximativ o axă de simetrie pentru întreg ansamblul (fig. 115).

R. Dearnley a decupat continentele de pe un glob cu diametrul $D = 34{,}3$ cm pentru a le asambla pe unul cu diametrul $D_0 = 23{,}6$ cm. El obține astfel o suprafață sialică continuă pe întregul glob; centurile de cutare din regimul superior s-au repartizat acum în două spirale, fiecare axată pe un pol și convergînd către est la ecuator, după o schemă structurală care poate fi urmărită pe toate continentele. *Raza acestui glob reconstituit este* $R_0 =$ *4 400 km* (fig. 115). Concluzia finală la care ajunge geofizicianul R. Dearnley, prin examinarea acestor date geologice din precambrianul timpuriu, este aceea a expansiunii Pămîntului cu corolarul său necesar, deriva continentelor, prin sistemul de rifturi oceanice, examinat anterior, și cu ajutorul unui mecanism al curenților de convecție din interiorul Pămîntului.

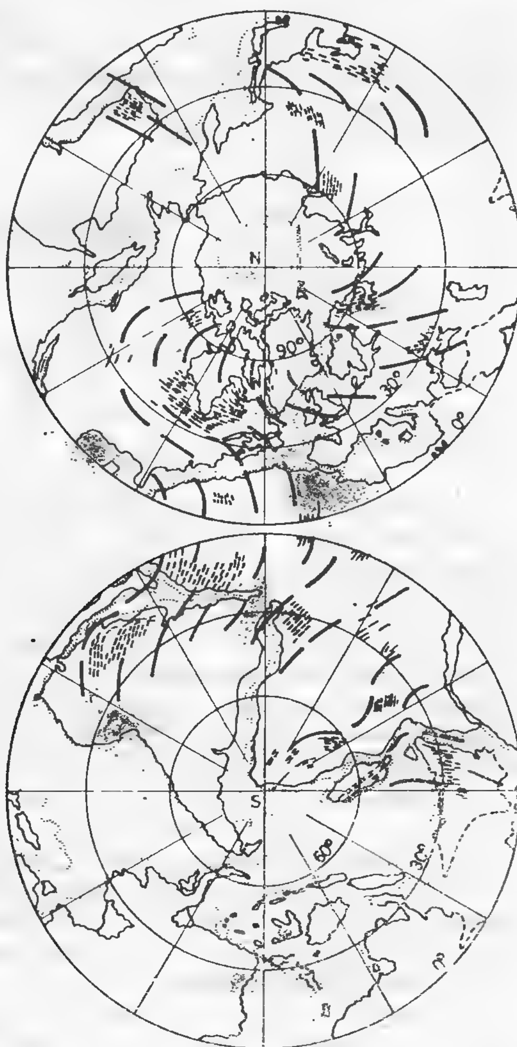


Fig. 115. Conform reconstituirilor geotectonice globale, executate de R.H. Dearnley, raza inițială a Pămîntului a fost de numai 4 400 km.

Există şi alte încercări independente de reconstituire cu rezultate diferite de cele ale lui Dearnley, dar apropiate de acestea, pe care le-am putea clasifica după cum urmează:

1) estimarea razei terestre R_0 după separarea continentelor, presupunînd că suprafaţa Pămîntului era în întregime compusă dintr-un singur fundament granitic continental, indică valoarea $R_0 \sim 3\,990$ km, acum $4\,000 \pm 500$ milioane de ani;

2) dacă se consideră nu numai suprafaţa, dar şi forma continentelor, raza minimă implicată de regruparea lor fără distorsiuni este $R_0 \sim 4\,200$ km acum 3 500 milioane de ani;

3) reconstituirea suprafeţei terestre după datele regimului superior indică o valoare $R_0 \sim 4\,400$ km acum 2 750 milioane ani;

4) în sfîrşit, o reconstituire a Pămîntului în timpul regimului Grenville indică o rază de 6 000 km acum 600 milioane ani.

Deocamdată, foarte fragmentar, expansiunea Pămîntului poate fi urmărită totuşi şi în epoci mai apropiate. În devonian (325—285) milioane de ani şi pentru restul paleozoicului (pînă la 70 milioane de ani) există probe diverse care atestă existenţa a două supercontinente, Laurasia şi Gondwana [53, 54]; s-a stabilit că fragmentarea acestor continente a început în permian (235—200) milioane de ani. Raza Pămîntului la acea epocă, calculată de diverşi autori, este prezentată în tabelul 33.

Tabelul 33

Referinţă	Rază permian / Rază actuală	Metoda utilizată
Carey [36]	0,83	Studii tectonice
Egyed [76]	0,99 − 0,07	Paleogeografic
Cox, Doell [50]	0,99 − 0,03	Paleomagnetic
Ward [218]	0,94 + 0,04	Paleomagnetic
Van Hilten [106]	0,83	Paleomagnetic

Detalierea secvenţelor evoluţiei geotectonice este un proces complex şi foarte specializat, care reclamă executarea unor cercetări îngrijite, realizate la scară planetară. Acest proces se află în prezent în plină desfăşurare şi este de presupus că în următorii cîţiva ani vor fi obţinute rezultate deosebit de concludente în direcţia reconstituirii pe *etape semnificative* a expansiunii planetei noastre. Un obstacol foarte dificil în această direcţie îl constituie încă persistenţa unor idei conservatoare generate în special de faptul că geofizicienii nu au încă la îndemînă un mecanism fizic capabil să furnizeze uriaşa energie necesară realizării procesului de expansiune planetară. Un astfel de mecanism nu poate fi revelat decît de teoria gravitaţiei.

Rezumînd rezultatele cele mai sigure obţinute de specialişti pînă în prezent putem constata următoarele:

— Expansiunea planetară este un proces real şi continuu, care poate fi pus în evidenţă prin metodele reconstituirilor geofizice (asupra metodelor paleomagnetismului vom reveni în paragrafele următoare).

— Nu există încă date suficiente pentru a putea urmări pe etape „scurte" expansiunea planetei noastre.

— Există însă un mare număr de lucrări care, pornind de la premise diferite, ajung totuşi la un rezultat comun în ceea ce priveşte dimensiunile

„inițiale“ ale planetei Pămînt. Astfel R. Dearnley găsește o rază inițială $R = 4\,400$ km; *rezultatele tuturor celorlalte lucrări se înscriu în limitele* $R = (4000 \div 4400)$ *km*.

În paragraful următor vom încerca să verificăm măsura în care fenomenul de expansiune-contracție descris de gravitovortex satisface cantitativ aceste *date de observație*.

12.1.4. Geogenie și mecanică cerească

Sistemul planetar al rifturilor oceanice, discutat anterior, reprezintă deci mecanismul fizic concret prin care expansiunea Pămîntului poate avea loc. *Deriva continentelor, acceptată în prezent de marea majoritate a specialiștilor, apare astfel ca o manifestare foarte specifică a acestui proces general de expansiune*.

În ceea ce privește cauzele derivei continentale, ele au rămas un timp îndelungat pur conjuncturale, deoarece nu păreau sprijinite de nici un argument teoretic sau material decisiv. Au fost invocate, de exemplu, forțele de atracție ale Soarelui și Lunii, forța centrifugă datorată rotației Pămîntului etc. În prezent, geofizicienii cred că aceste mișcări au la origine curenții de convecție din materialul mai dens, subiacent scoarței terestre.

Conform acestei concepții ar exista zone de curenți calzi ascendenți și zone de curenți reci, ansamblul lor formînd *celule de convecție* (fig. 116). Regiunile situate la verticala curenților *ascendenți* ar fi caracterizate de un flux termic important, de anomalii pozitive ale gravitației și de o tensionare puternică a scoarței, acompaniată de fracturi și fenomene seismice și vulcanice. Dimpotrivă, regiunile situate la verticala curenților *descendenți* ar fi caracterizate de fenomene de supțiune și de anomalii negative ale gravitației datorate defectelor de masă.

Pare foarte probabil ca celulele de convecție să fie mecanisme fizice reale, dar este clar pentru toată lumea că aceste celule și curenții lor de convecție nu pot constitui o *sursă de energie* adecvată, capabilă să asigure deriva observată a continentelor și expansiunea globală a planetei. Și astfel a apărut marea dilemă a tectonicii globale a zilelor noastre și a geofizicii în general, aceea de a găsi un răspuns coerent problemelor impuse de revelarea empirică a expansiunii planetei Pămînt, în reprezentările convenționale ale fizicii gravitaționale care sînt incompatibile cu un asemenea fenomen.

În aceste condiții cîțiva savanți, în frunte cu P. Jordan, și-au adus aminte de vechea ipoteză a lui Dirac, scăderea permanentă în timp a constantei gravitaționale G, și au încercat să exploateze această ipoteză pentru a explica expansiunea observată a Pămîntului. Rezultatele obținute astfel par concludente și promițătoare și pe această bază au fost făcute tentative majore

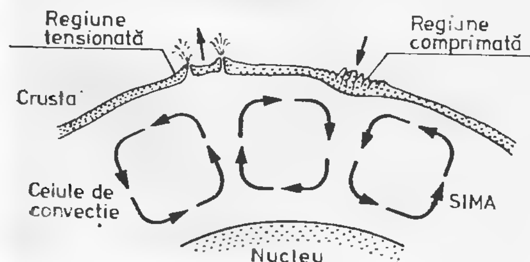


Fig. 116. Celule de convecție.

de a se modifica teoria gravitației însăși, așa cum a procedat, de exemplu, R. H. Dicke în cadrul teoriei sale scalar-tensoriale a gravitației. Așadar, teoria gravitației a fost nevoită să explice nu numai mișcarea de revoluție în jurul Soarelui, dar și o altă mișcare importantă a planetelor, aceea de expansiune; între mișcarea circumsolară a planetelor, descrisă de mecanica cerească, și mișcarea de expansiune, revelată empiric și descrisă (deocamdată) de științele geofizicii, există o strînsă legătură.

Această legătură este coerent și explicit revelată de gravitovortex, așa cum am văzut pe larg în discuția noastră anterioară, *fenomenul de expansiune planetară nu este o condiție impusă, ci o consecință logică a acestei teorii. Mișcarea cu expansiune-contracție este un fenomen gravitațional natural și general;* nu numai planetele, dar orice corp care se îndepărtează de Soare, suferă un proces de expansiune și acest proces este pus în evidență într-un mod spectaculos și direct de mișcarea cometelor. Acest proces este legat de o eventuală variație a constantei gravitaționale G, dar *el nu este condiționat exclusiv de o astfel de variație și poate avea loc chiar în condițiile* $G = G_0 = const$ (§ 9.5.4).

Problema care se pune realmente este doar aceea de a ști cît o anumită descreștere a lui G, măsurată prin dG/G, poate determina o creștere efectivă a razei R a Pămîntului, măsurată prin dR/R. Este desigur evident că răspunsul la această problemă, care constituie în fond problema determinării cunoscutului „exponent politropic" $\varkappa$, nu poate fi unul *aprioric*, valabil în general. Expansiunea planetei Pămînt depinde de „natura" acestei planete, de constituția sa internă, care nu este identică cu aceea a unei comete sau a unui asteroid.

Un răspuns exact poate fi dat, pentru Pămînt, dacă se presupune că dG/G provoacă o *deformație elastică* a sferei terestre. Din lucrările lui Bullen [33, 34] și ale altor cercetători, noi avem cunoștințe detaliate privind densitatea, presiunea și elasticitatea în interiorul Pămîntului: în consecință, o relație între dG/G și dR/R poate fi stabilită în această ipoteză. R. H. Dicke și colaboratorii săi au reușit o asemenea performanță, obținînd următorul rezultat final

$$\frac{dR}{R} - 0{,}1\frac{dG}{G} = 0. \qquad (12.1)$$

Adoptînd, prin ipoteză, o rată a scăderii lui G, egală cu

$$\frac{dG}{G} = 3\cdot 10^{-11}/\text{an}, \qquad (12.2)$$

rezultatul lui Dicke presupune o creștere a circumferinței Pămîntului cu aproximativ 150 km, într-un miliard de ani, adică o rată a expansiunii razei de circa 0,24 mm/an. Pentru Lună creșterea circumferinței ar fi aproximativ 1 km într-un miliard de ani.

Dar în mod sigur procesul de expansiune a Pămîntului nu poate fi numai o simplă deformare elastică; între altele, rata observată a expansiunii este mult mai mare decît cea calculată de Dicke. P. Jordan [115, 116] consideră că există rațiuni puternice pentru a presupune că o parte a expansiunii poate fi atribuită *tranzițiilor de fază* în materialul din interiorul Pămîntului. Aceasta îl conduce pe Jordan la următoarele consecințe importante.

1. O valoare mai mare pentru dR/R pentru aceeași scădere a lui dG/G, de zece ori mai mare decît valoarea dată de Dicke.

2. O relaxare a expansiunii, conform căreia (parțial) expansiunea nu este rezultatul unor stări succesive de echilibru, corespunzătoare lentei descreșteri a lui G.

Vom considera ca dată de observație valoarea

$$\frac{dG}{G} + \frac{dR}{R} = 0, \tag{12.3}$$

dedusă de Jordan din analiza rezultatelor *empirice* ale reconstituirilor geologice. Să observăm că această relație nu presupune *apriori* nici un fel de ipoteză asupra modului în care variază G, ea reflectă doar modul în care „natura" Pămîntului ar răspunde unei eventuale variații a acestei mărimi. *Abia după stabilirea empirică a unei astfel de relații. diversele teorii moderne ale gravitației adoptă prin ipoteză o anume rată a scăderii lui G, astfel încît expansiunea calculată să corespundă cu cea dedusă din observații :* la R. H. Dicke această rată a fost $dG/G = 3 \cdot 10^{-11}$/an, la P. Jordan ea este $dG/G = 10^{-9}$ /an.

Noi nu vom avea nevoie de asemenea ipoteze. Presupunînd că masa Pămîntului a rămas constantă de-a lungul evoluției sale planetare, putem deduce că

$$\frac{dR}{R} + \frac{1}{3}\frac{d\rho}{\rho} = 0 \tag{12.4}$$

și, din (12.3),

$$\frac{dG}{G} = \frac{1}{3}\frac{d\rho}{\rho}. \tag{12.5}$$

Introducînd această valoare în relația generală a mișcării planetare gravitovortex

$$2\,\frac{dG}{G} + \frac{dr}{r} + \frac{d\rho}{\rho} = 0, \tag{12.6}$$

obținem

$$\frac{2}{3}\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dr}{r} + \frac{d\rho}{\rho} = 0, \tag{12.7}$$

sau

$$\frac{dr}{r} + \frac{5}{3}\frac{d\rho}{\rho} = 0, \tag{12.8}$$

de unde, integrînd, rezultă

$$r\,\rho^{\varkappa} = \text{const} \tag{12.9}$$

cu $\varkappa = 5/3$.

Am determinat astfel valoarea $\varkappa$ a exponentului politropic gravitovortex din *datele de observație*. Cu ajutorul acestei mărimi (dacă ea este exactă și dacă rămîne constantă în timp) și cu ajutorul relațiilor gravitovortex, putem stabili precis mișcarea reală actuală și trecută a planetei Pămînt. Să remarcăm faptul că această valoare este exact egală cu valoarea termodinamică a exponentului politropic al gazelor monoatomice; se pare astfel că întreaga evoluție a planetei noastre este perfect similară unei evoluții termodinamice adiabatice și că ea corespunde în linii generale modelelor cosmologice nestaționare ale lui A. A. Fridman. Să remarcăm, de asemenea, faptul că teoria expansiunii coroanei solare (vîntul solar) a lui N. Parker [165] deduce la nivelul traiectoriei actuale a Pămîntului exact aceeași valoare a exponentului politropic $\varkappa$.

După cum se observă din relația (12.9), care reprezintă ecuația mișcării planetei Pămînt (atît în prezent cît și în trecutul mai mult sau mai puțin îndepărtat), această mișcare nu depinde explicit de variația mărimii G; această variație se regăsește integral în variația $d\rho/\rho$ a densității terestre conform cu (12.5). Rezultă deci că dacă considerăm expansiunea terestră ca un *fait accompli* al naturii, adică dacă considerăm mișcarea cu expansiune-contracție ca o caracteristică intrinsecă a mișcării în cîmpul gravitațional (așa cum o dovedește pe deplin mișcarea cometară), atunci putem presupune mărimea $G = G_0$ ca o constantă adevărată pentru mișcarea unui corp dat. Aceasta arată că gravitovortexul nu este legat în nici un fel de ipoteza lui Dirac și de limitările teoriilor moderne ale gravitației, care speculează această ipoteză.

Într-adevăr, mișcarea cu expansiune-contracție reprezintă o consecință directă a gravitovortexului, care nu necesită neapărat o variație dG/G care apare numai în raport cu teoria actuală a gravitației. De exemplu, legea forțelor gravitaționale a lui Newton este o lege incompletă, care necesită o lege suplimentară corectivă conform gravitovortexului și numai dacă considerăm (formal) că această lege a lui Newton este validă, atunci mărimea G apare variabilă (§ 9.2). Deoarece fenomenele gravitaționale sînt raportate în prezent la rezultatele de calcul ale legii lui Newton, pentru a păstra o anumită coerență a expunerii am preferat ca în anumite pasaje să considerăm formal validă această lege și să conducem discuția noastră în termenii unui G variabil; în alte pasaje însă am utilizat direct legea corectivă de forțe și am demonstrat fizic valabilitatea acestei legi și a consecințelor sale.

Prin urmare, dacă cunoaștem legea gravitovortex de mișcare a planetei Pămînt (12.9), putem considera că această mișcare s-a făcut în condițiile $G = G_0 = 6{,}67 \cdot 10^{-8} g^{-1}\ cm^3\ s^{-2}$ pe întregul interval de timp al evoluției sale (legea forțelor a lui Newton este — așa cum am demonstrat în § 9.5.4 — perfect compatibilă în condițiile gravitovortexului cu mișcarea cu expansiune-contracție). Vom putea scrie deci relația generală

$$G r \rho = \frac{\theta_s}{G_0 M} = \text{const}, \qquad (12.10)$$

sub forma

$$r \rho = \frac{\theta_s}{G_0^2 M} = \text{const}, \qquad (12.11)$$

sau, determinînd valoarea constantei din datele cunoscute

$$r \rho = \frac{7{,}32 \cdot 10^{32}}{4{,}45 \cdot 10^{-15} \times 2 \cdot 10^{33}} = 8{,}26 \cdot 10^{13}\ g\ cm^{-2}. \qquad (12.12)$$

Dacă r_0 și ρ_0 reprezintă respectiv distanța heliocentrică și densitatea planetei în starea „inițială" vom putea scrie

$$r_0 \rho_0 = \text{const} = 8{,}26 \cdot 10^{13}, \qquad (12.13)$$

dar nu vom putea determina cele două mărimi necunoscute din această singură relație. O relație suplimentară o obținem din (12.9) scriind

$$r_0 \rho^{\varkappa} = \text{const} = 8{,}26 \cdot 10^{13}. \qquad (12.14)$$

Această relație trebuie interpretată în felul următor. La distanța actuală de Soare r, planeta Pămînt are densitatea ρ, rezultată în urma expansiunii cu indicele politropic $\varkappa$ din densitatea inițială ρ_0 ca urmare a creșterii distanței heliocentrice de la r_0 la r. Deoarece mișcarea cu expansiune-contracție este o *mișcare reversibilă* în gravitovortex, putem „împinge" înapoi planeta pînă la distanța inițială r_0, caz în care ea va suferi o contracție politropică cu exponentul $\varkappa$, evoluție descrisă de (12.14).

Din relațiile (12.13) și (12.14) putem deduce densitatea inițială a planetei

$$\rho_0 = \rho^{\varkappa} = \rho^{5/3} = 5{,}52^{5/3} \sim 17 \text{ g cm}^{-3}. \qquad (12.15)$$

Este într-adevăr remarcabil să constatăm, conform celor mai noi rezultate de specialitate, că densitatea nucleului central al Pămîntului este și astăzi $\rho \sim 17$ g/cm^3 (fig. 117). Această constatare conduce la concluzia că Pămîntul mai păstrează încă în nucleu urmele stadiilor inițiale ale formării sale, ceea ce confirmă dealtfel și părerile unor oameni de știință — rezultate din cu totul alte considerente — că în nucleu materia se află într-o stare de plasmă similară celei solare, o relicvă ascunsă a genezei planetei noastre din strălucitorul astru al zilei.

Să calculăm acum dimensiunea acestui Pămînt aflat în poziția heliocentrică inițială r_0. Din (12.4) rezultă

$$R_0 = R\sqrt[3]{\frac{\rho}{\rho_0}} = R\sqrt[3]{\frac{5{,}52}{17}} \sim 0{,}686\, R, \qquad (12.16)$$

sau

$$R_0 = 6376 \times 0{,}686 \sim 4\,400 \text{ km}. \qquad (12.17)$$

Regăsim deci prin calcul o valoare aproape perfect egală cu cea dedusă din date de observație în reconstituirile lui R. Dearnley. *Această coincidență între rezultatele de calcul privind mișcarea planetei noastre pe intervale uriașe de timp, de ordinul miliardelor de ani, și rezultatele de observație conform celor mai recente cercetări de specialitate, demonstrează — sperăm — în mod convingător precizia cu care gravitovortexul poate descrie mișcarea planetară reală.*

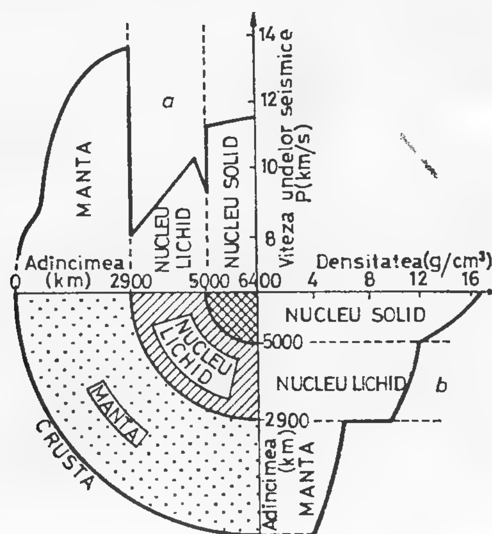


Fig. 117. Structura interioară a Pămîntului: variația cu adîncimea a vitezei de propagare a undelor seismice longitudinale (*a*) și a densității (*b*).

Să calculăm în sfîrşit şi distanţa heliocentrică r_0 la care Pămîntul avea dimensiunea R_0 şi densitatea ρ_0. Din (12.13) obţinem imediat

$$r_0 = \frac{8{,}26 \cdot 10^{13}}{17} = 4{,}86 \cdot 10^{12}\,\text{cm}; \tag{12.18}$$

prin urmare, planeta noastră se afla pe atunci în imediata apropiere a orbitei actuale a planetei Mercur ($r = 5{,}8 \cdot 10^{12}$ cm)! Desigur acest rezultat nu poate fi probat prin date de observaţie directe aşa cum a fost cazul cu dimensiunea R_0, calculată mai sus, dar trebuie să avem în vedere faptul că el nu este decît una dintr-un *set de consecinţe* ale gravitovortexului a căror verificare trebuie înţeleasă în bloc. Există în plus argumente serioase care pledează şi direct în favoarea rezultatului nostru.

L. Egyed [76], bazîndu-se pe date paleogeografice, a constatat empiric o scădere progresivă a suprafeţelor acoperite cu sedimente marine, pe măsură ce se studiază trecutul tot mai îndepărtat al Pămîntului. În aceeaşi direcţie, R. Dearnley [57] ajunge la concluzia că deoarece vîrsta Pămîntului este de circa 4 500 milioane de ani, dar sedimentele cele mai vechi sînt de numai 3 500 milioane de ani, înainte de această ultimă dată aria sialică nu a fost expusă la eroziune peste nivelul mării. Aceasta înseamnă că nu existau mări şi că *aria sialică forma o crustă continuă la suprafaţa Pămîntului, care, aşa cum am văzut, avea pe atunci o rază de numai 4 400 km.*

Să privim (fig. 118) imaginea panoramică a micuţei planete Mercur, transmisă de misiunea spaţială Mariner 10. La prima vedere ea pare identică cu suprafaţa Lunii, fiind brăzdată de nenumărate cratere, rezultate din impactul cu meteoriţi de diverse dimensiuni, dar analizele detaliate au arătat că suprafaţa acestei planete prezintă o caracteristică esenţială, care o deosebeşte net de suprafeţele tuturor planetelor cunoscute: *nu există munţi; există o anumită activitate vulcanică, dar nu şi una orogenetică. Crusta sa sialică este practic o crustă continuă, nu a început încă un proces tectonic propriu-zis şi respectiv o separare a „continentelor"*. Aşa arăta probabil şi suprafaţa Pămîntului atunci cînd el avea o rază de numai 4 400 km, conform cu reconstituirile lui Dearnley.

Dacă cititorul doreşte mai multe argumente în favoarea distanţei „iniţiale" r_0, calculată mai sus, îi recomandăm studiul teoriei cosmogonice a lui F. Hoyle [107], a cărei trăsătură caracteristică o constituie considerarea rolului forţelor electromagnetice (pe lîngă cel al forţelor gravitaţionale) în cosmogonia sistemului solar. Potrivit acestei teorii, Soarele s-a format prin accentuarea condensării nebuloasei gazoase primare, aflată în mişcare de vîrtej (este o teorie de tip Kant-Laplace). *Cînd diametrul condensării a devenit comparabil cu raza orbitei actuale a lui Mercur, din zona ei ecuatorială s-a separat o cantitate de materie gazoasă incandescentă, care nu a mai participat la rotaţia ulterioară. Gazele erau parţial ionizate şi cîmpul magnetic al Soarelui, care se rotea împreună cu ele, a început să imprime acestor gaze un moment cinetic propriu. În consecinţă, rotaţia Soarelui s-a încetinit, iar Pămîntul şi celelalte planete au început să se îndepărteze de el la distanţe tot mai mari, ajungînd la cele din zilele noastre.*



Fig. 118. Vedere panoramică a suprafeței planetei Mercur: o crustă sialică cvasicontinuă, lipsită de munți; există o activitate vulcanică, dar nu și una orogenetică.

Dacă considerăm rezultatele unor reconstituiri geologice executate pentru perioade de timp mai mari de 3 500 milioane de ani, acestea indică o rază a Pămîntului $R_0 = 4\,000 \div 4\,200$ km (§ 12.1.3). Corespunzător acestor valori rezultă o densitate inițială $\rho_0 \sim 19$ g/cm³ și o distanță heliocentrică inițială $r_0 \sim 4{,}4 \cdot 10^{12}$ cm. În felul acesta, precizia cu care putem determina mișcarea trecută a planetei noastre, în orice moment, nu este determinată decît de precizia cu care putem realiza reconstituirile geologice ale planetei pentru momentul respectiv. Între *geogenie*, care studiază originea și formarea Pămîntului, și mecanica cerească, care studiază mișcarea acestei planete în jurul Soarelui, există, după cum se vede, o legătură directă.

Gravitovortexul oferă posibilitatea de a descrie, calitativ și cantitativ, și alți parametri privind dinamica mișcării planetei noastre în trecutul mai mult sau mai puțin îndepărtat, așa cum ar fi, de exemplu, viteza de rotație în jurul axei proprii, constanta ariilor etc., dar o asemenea discuție o vom face în paragrafele care urmează. Datele de observație de care dispunem în prezent oferă posibilitatea de a verifica direct toate aceste reprezentări și rezultate ale gravitovortexului, nu numai pe calea reconstituirilor geologice, ci și pe o altă cale, diferită, dar mult mai precisă și mai revelatoare decît aceasta: studiul paleomagnetismului terestru. Într-adevăr, expansiunea planetei noastre, ca și, în general, evoluția sa în timp și în spațiu se află consemnată cu maximă conștiinciozitate în codul geomagnetic al rocilor terestre.

12.2 GEOELECTRICITATE

Prezența unor capitole privind fenomenele electromagnetice planetare în cadrul unei lucrări dedicată exclusiv problemelor care privesc gravitația este, fără îndoială, un fapt insolit. Într-adevăr, conform conceptelor uzuale ale teoriei actuale a gravitației, o planetă dată și Soarele însuși nu numai că sînt reprezentate de simple puncte materiale, dar aceste puncte materiale trebuie să fie și neutre, adică nu trebuie să aibă sarcini electrice. Dacă aceste sarcini ar exista, ele (și mișcarea lor) ar introduce interacțiuni suplimentare, de tip electromagnetic, între Soare și planetele sale, sau între planetele însele, interacțiuni pe care teoria actuală le ignoră cu desăvîrșire.

Conform gravitovortexului, asemenea interacțiuni suplimentare acționează realmente între corpurile care alcătuiesc sistemul nostru solar și o mare parte a lucrării de față a fost dedicată tocmai analizei acestor noi interacțiuni și efectelor lor în mișcarea planetară. În continuarea lucrării noastre vom încerca să identificăm și să măsurăm aici, pe Pămînt, acele forțe suplimentare care provoacă în cosmos avansurile planetare de periheliu și multe alte efecte insolite. Dacă o nouă teorie a gravitației este și o teorie valabilă, ea trebuie să ofere posibilitatea de a explica nu numai efecte și fenomene noi în cosmosul îndepărtat, dar și fenomene pămîntene dintre acelea care ne afectează direct viața noastră cea de toate zilele. Newton nu a considerat coerentă teoria sa a gravitației pînă nu a reușit să identifice forța cosmică cu care este mișcată Luna în jurul Pămîntului cu forța care provoacă aici pe Pămînt căderea merelor din pom, și noi considerăm o atare exigență impusă unei teorii fundamentale a fizicii ca o condiție *sine qua non*. Într-adevăr, cum am putea să extrapolăm în cosmosul îndepărtat, pentru a calcula mișcarea aștrilor, concluziile unei teorii care nu pot fi temeinic verificate nici măcar pe Pămînt?

Gravitovortexul oferă efectiv — așa cum vom vedea pe larg în cele ce urmează — posibilitatea de a explica o *clasă nouă* de fenomene planetare, cele electromagnetice, respectiv fenomenele geoelectrice și geomagnetice, care nu au în prezent o explicație globală cît de cît satisfăcătoare. După cîte cunoaștem, această posibilitate de a aborda în cadrul unei teorii generale a gravitației această nouă clasă de fenomene planetare reprezintă un privilegiu exclusiv al gravitovortexului, conferit desigur de generalizarea deplină a sistemelor de referință inerțiale, obținută în cadrul acestei teorii.

Așa cum am demonstrat anterior (cap. 11), orice bucată de materie neutră, în sensul clasic, deci inclusiv planeta Pămînt, posedă, conform gravitovortexului, o sarcină electrică intrinsecă e_0, dată de relația

$$e_0 = \sqrt{G}m. \tag{12.19}$$

unde m reprezintă masa bucății de materie considerată. Această relație, dedusă în general din mișcarea gravitovortex și în mod special din mișcarea gravitovortex a planetelor sistemului nostru solar, pare să indice — așa cum am sugerat pe parcursul lucrării noastre — o legătură directă între gravitație și electricitate. Cît de naturală este această legătură rezultă și din aceea că mărimile mecanice și electrice care intră în relația (12.19) păstrează dimensiunile lor convenționale fără a fi nevoie să se introducă nici un singur parametru nou și fără a afecta în vreun fel sistemele actuale de unități de măsură.

Sarcinile electrice uzuale convenționale presupun existența unor grăunți de electricitate, electronii, protonii sau alte particule elementare, care repre-

zintă individualități distincte. Sarcina electrică gravitovortex fiind legată de masa corpului (12.19) nu poate fi separată de aceasta, ea nu reprezintă un grăunte individualizat de electricitate decît în măsura în care reprezintă un grăunte individualizat de masă. Așa cum am văzut în cap. 11, aceasta este o sarcină electrică suplimentară, în raport cu sarcina electrică convențională clasică, iar interacțiunea pe care ea o poate eventual produce este o interacțiune suplimentară în raport cu conceptele actuale ale teoriei electromagnetismului, dar manifestările lor sînt guvernate în întregime de legile generale ale acestei teorii.

Sarcina gravitovortex este o *sarcină volumică*, care depinde numai de masa corpului și, eventual, de natura sa (de structura sa atomică sau moleculară). Nu este în intenția noastră să detaliem mai mult acest subiect, care ar aparține de drept unui capitol foarte specializat al fizicii. Cititorul va ierta desigur această lacună explicativă a lucrării noastre, dacă vom reuși să demonstrăm suficient de convingător faptul că sarcinile electrice gravitovortex ale planetelor în general și ale planetei Pămînt în special sînt sarcini fizice reale, care pot fi măsurate cu suficientă precizie și că, în consecință, forța suplimentară gravitovortex, care provoacă avansurile de periheliu ale planetelor și multe alte efecte cosmice pe care le-am analizat în detaliu în cele de pînă acum, este o forță fizic reală, detectabilă și măsurabilă direct de pe planeta Pămînt. Căci, după cum ar spune Newton, „e de ajuns ca gravitatea să existe în realitate și să acționeze după legile expuse de noi".

De fapt pentru a demonstra direct realitatea fizică a forței gravitaționale suplimentare, presupusă de gravitovortex, va trebui să dovedim prin măsurători pe Pămînt că sarcina electrică de interacțiune a Pămîntului de masă m cu Soarele, dată de relația cunoscută

$$e_p = f\sqrt{G}m, \qquad (12.20)$$

este o sarcină fizic reală (cap. 11). Valoarea acestei sarcini ar fi

$$e_p = 6{,}67 \cdot 10^{-8} \times 2{,}56 \cdot 10^{-4} \times 6 \cdot 10^{27} \sim 10^{17}\text{u.e.s.} \sim 3{,}3 \cdot 10^{7} \text{ coulombi.} \qquad (12.21)$$

Este oare această valoare a sarcinii gravitovortex a Pămîntului compatibilă cu rezultatele măsurătorilor directe efectuate pe Pămînt?

Primul lucru pe care îl putem constata prin măsurători directe la suprafața Pămîntului este acela că planeta noastră nu este neutră din punct de vedere electric, așa cum o consideră teoriile actuale ale gravitației. În condiții ordinare de timp frumos, adică în absența accidentelor meteorologice pronunțate, există în orice moment o diferență de potențial electric între sol și un punct oarecare din atmosferă, diferență care crește continuu cu înălțimea punctului considerat, iar potențialul reprezentat de această diferență este pozitiv. Există deci efectiv deasupra suprafeței terestre un *cîmp electric* vertical E, a cărui valoare medie convențională este considerată a fi de circa 100 volți/metru și ale cărui linii de forță sînt dirijate — conform definiției lor — către această suprafață.

Deasupra unui sol plan, suprafețele echipotențiale sau suprafețele de nivel (electric) sînt orizontale (aceasta înseamnă că potențialul la înălțimea nasului nostru este cu circa 200 de volți mai înalt decît cel de la picioarele noastre!), iar liniile de cîmp vor fi verticale. Diferența de potențial dV dintre două puncte situate pe aceste linii la distanța dh creează o forță electrică F a cărei valoare medie este $F = dV/dh$ și care este dirijată în sensul

descreşterii potenţialului, adică este o forţă suplimentară de atracţie a Pămîntului, exact aşa cum cere gravitovortexul. Acesta este deci cîmpul electric la suprafaţa planetei Pămînt, pe care îl vom măsura în volţi pe metru şi care este numit *gradientul potenţialului electric* V, conform definiţiei $F = -\,\text{grad}\ V$.

Existenţa unui cîmp electric deasupra suprafeţei solului implică însă existenţa pe această suprafaţă (asimilată cu suprafaţa unui conductor) a unei *sarcini electrice*, al cărei semn normal (ţinînd cont de sensul liniilor de cîmp) este negativ. Forţa electrică F şi densitatea superficială de sarcină electrică a solului, σ, sînt legate prin relaţia

$$F = -\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}h} = 4\,\pi\sigma. \tag{12.22}$$

Să încercăm o primă evaluare a sarcinii electrice a Pămîntului, utilizînd această relaţie şi valoarea convenţională a cîmpului geoelectric.

Dacă Pămîntul ar fi o sferă perfectă şi nu ar avea o atmosferă care să conţină ea însăşi sarcini electrice ρ ($\rho = 0$), cîmpul geoelectric ar rămîne constant şi ar păstra la orice altitudine valoarea $4\,\pi\,\sigma$, pe care o are în vecinătatea solului. Admiţînd (aşa cum se procedează convenţional) o variaţie medie a potenţialului electric pe verticală de 100 volţi/metru, adică 1/300 unităţi electrostatice pe centimetru, din relaţia (12.22) vom obţine valoarea

$$\sigma = -\frac{\dfrac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}h}}{4\pi} = 2{,}7\cdot 10^{-4}, \tag{12.23}$$

care, în unităţi electrostatice, reprezintă sarcina electrică superficială a Pămîntului pe un centimetru pătrat.

Dacă asimilăm acum suprafaţa globului terestru cu aceea a unei sfere de rază $R = 6{,}37\cdot 10^{8}$ cm, găsim că această suprafaţă are valoarea

$$S = 4\pi R^2 = 5{,}1\cdot 10^{18}\ \text{cm}^2 \tag{12.24}$$

şi dacă ea este perfect conductoare din punct de vedere electric, sarcina electrică superficială a Pămîntului va fi

$$e_p = \sigma S = 2{,}7\cdot 10^{-4}\times 5{,}1\cdot 10^{18} = 1{,}38\cdot 10^{15}\ \text{u.e.s.}, \tag{12.25}$$

sau aproximativ

$$e_p = 460\,000\ \text{coulombi}. \tag{12.26}$$

Iată, aşadar, o primă constatare rezultată din interpretarea directă a potenţialului geoelectric observat: planeta noastră nu este neutră, ea posedă efectiv o sarcină electrică, aşa cum presupune gravitovortexul! Valoarea calculată mai sus a acestei sarcini este ceva mai mică decît cea necesară, care este de 10^{17} u.e.s., dar această diferenţă poate fi uşor compensată printr-o evaluare mai îngrijită a rezultatelor măsurătorilor cîmpului geoelectric, aşa cum vom încerca să demonstrăm în continuare.

Rezultatele de calcul stabilite mai sus ar fi într-adevăr exacte dacă Pămîntul nu ar avea o atmosferă care să conţină ea însăşi sarcini electrice, adică dacă cîmpul electric nu ar depinde de altitudine. Măsurătorile executate cu ajutorul diverselor tehnici specializate şi în special cele făcute cu ajutorul baloanelor arată însă că cîmpul geoelectric variază mult cu altitudinea.

Iată rezultatele obţinute prin măsurători privind variaţia cu altitudinea a cîmpului geoelectric executate de Le Cadet [43]:

— La sol	circa	170	volţi/metru
— La 1 100 m	„	42	„
— La 1 600 m	„	32	„
— La 2 100 m	„	22	„
— La 3 000 m	„	20	„
— La 4 000 m	„	13	„

şi de V. Gerdien [43]:

— La sol	circa	190	volţi/metru
— La 1 700 m	„	40	„
— La 3 200 m	„	31	„
— La 4 000 m	„	28	„
— La 6 000 m	„	8	„

După cum se observă din aceste categorii de măsurători, ca şi din altele similare, valoarea cîmpului geoelectric în vecinătatea solului este mult mai mare decît valoarea medie convenţională considerată anterior, 100 volţi/m. Aceasta ne îndreptăţeşte să credem că valoarea sarcinii electrice a Pămîntului este într-adevăr mai mare decît cea pe care am calculat-o utilizînd valoarea medie convenţională a cîmpului geoelectric.

Variaţia cîmpului geoelectric cu altitudinea este una dintre datele fundamentale ale cunoştinţelor noastre în materie de electricitate atmosferică. Ea ne poate arăta dacă există sau nu în atmosferă mase electrice libere (mai corect, dacă există sau nu un exces de mase electrice libere de un semn sau altul) şi, după sensul variaţiei, care este semnul acestor mase. Dacă această lege de variaţie este cunoscută, o teoremă datorată lui Poisson permite să deducem densitatea electrică în volum pentru fiecare punct al regiunii atmosferice explorate.

Într-un punct oarecare al cîmpului, suma celor trei derivate secunde ale potenţialului electric în raport cu trei axe rectangulare de coordonate este egală, conform ecuaţiei lui Poisson (care se aplică cu egal succes atît în teoria gravitaţiei cît şi în cea a electricităţii), cu $-4\pi\rho$, ρ fiind densitatea electrică de volum în punctul considerat.

Deasupra unui sol plan, suprafeţele echipotenţiale sînt orizontale; dacă luăm pe una dintre aceste suprafeţe două dintre axele rectangulare ale sistemului de coordonate, formula lui Poisson se reduce la expresia

$$\frac{d^2V}{dh^2} = -4\pi\rho, \tag{12.27}$$

sau

$$\frac{d}{dh}\left(\frac{dV}{dh}\right) = -4\pi\rho, \tag{12.28}$$

unde dV/dh este valoarea absolută a cîmpului. Integrînd această ecuaţie avem

$$\frac{dV}{dh} = -4\pi\rho h + a, \tag{12.29}$$

care, în vecinătatea solului ($h \to 0$), devine

$$\left(\frac{dV}{dh}\right)_0 = a = -4\pi\sigma, \tag{12.30}$$

unde σ este densitatea electrică superficială a solului și deci

$$\frac{dV}{dh} = -4\pi(h\rho - \sigma), \tag{12.31}$$

dacă ținem cont de faptul că suprafața terestră este negativă din punct de vedere electric.

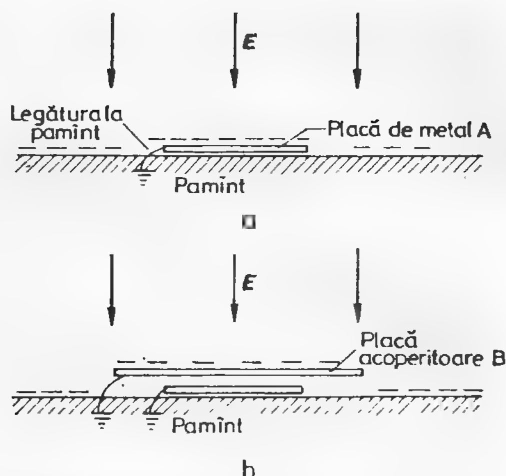
Aceste rezultate ne conduc la imaginea fizică a unui tub de forță cu secțiunea de 1 cm^2 și înălțimea h, sprijinit pe sarcina superficială $-\sigma$ a Pămîntului și închizînd o sarcină electrică (a atmosferei) ρ pe cm^3. Dacă această sarcină este negativă ($\rho < 0$) cîmpul va crește constant cu h; dacă ea este pozitivă ($\rho > 0$), cîmpul va descrește cu h, anulîndu-se eventual pentru $h\,\rho = \sigma$. În sfîrșit, dacă $\rho = 0$, cîmpul va fi constant și va păstra la orice altitudine valoarea absolută pe care el o are în vecinătatea solului, $4\,\pi\,\sigma$.

Un caz limită interesant și real ar fi acela în care o planetă dată nu are practic o atmosferă care să conțină sarcini electrice în exces ($\rho = 0$), așa cum este, aproximativ, cazul Lunii. În acest caz cîmpul electric ar trebui să fie practic constant și să păstreze la orice altitudine valoarea absolută pe care el o are în vecinătatea solului. Interacțiunea gravitovortex (conformă legilor electromagnetismului) a unei astfel de planete cu oricare altă bucată de materie din spațiul interplanetar și cu Soarele însuși poate fi înțeleasă cauzal fără nici un fel de dificultate.

O astfel de situație simplă nu se realizează în cazul planetei Pămînt, atmosfera sa există și conține sarcini pozitive în exces, care provoacă, așa cum arată măsurătorile, descreșterea cu altitudinea a valorii cîmpului geoelectric. Desigur această conjunctură nu poate afecta în principiu interacțiunea de tip electromagnetic dintre Soare și planetele sale, relevată de gravitovortex și de un mare număr de date experimentale și de observație, ea nu poate decît eventual să complice într-o oarecare măsură înțelegerea mecanismului cauzal (adică de detaliu) al acestei interacțiuni complexe. Una dintre sarcinile fundamentale actuale ale explorării directe a spațiului circumterestru și, în general, a spațiului interplanetar, este tocmai aceea de a descifra diversele aspecte ale acestui mecanism și despre unele dintre rezultatele remarcabile obținute în această direcție vom discuta în continuarea lucrării noastre.

Indiferent însă de existența și de structura atmosferei planetare, putem determina efectiv, prin măsurători directe, sarcina electrică a Pămîntului, în felul următor. Dacă așezăm o placă de metal plană pe suprafața Pămîntului și o legăm la Pămînt, pe ea apar sarcini negative (fig. 119). Dacă acoperim apoi această placă A cu un alt înveliș conductor B, pus la pămînt, sarcinile vor apărea acum pe acest înveliș și nu vor mai exista sarcini pe placa inițială A. În sfîrșit, dacă măsurăm sarcina electrică ce se scurge de pe placa A la pămînt (de exemplu, cu un galvanometru introdus pe firul de legătură cu pămîntul) cînd o acoperim, putem găsi densitatea superficială de sarcină ce a existat acolo și, prin urmare, găsim, de asemenea, cîmpul electric.

Fig. 119. Măsurarea sarcinii electrice a Pămîntului.



În seria devenită clasică de măsurători de acest fel, executată de C.T.R. Wilson [230] într-o cîmpie a regiunii Edimburg, în perioada septembrie 1906 — octombrie 1907, au fost înregistrate următoarele valori medii rezultate din 27 zile de observații:

$$\sigma = (29{,}6 \div 107{,}0) \cdot 10^{-5} \text{ u.e.s/cm}^2, \qquad (12.32)$$

$$\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}h} = (111 \div 401) \text{ volți/m.}$$

Media anuală a valorii cîmpului geoelectric, furnizată de Wilson, este de 187 volți/metru, care reprezintă aproape dublul valorii convenționale utilizate în calculul nostru anterior. Alte serii de măsurători indică valori medii ale intensității cîmpului cu mult mai mari decît valoarea lui Wilson. Astfel, media pe 4 ani a rezultatelor măsurătorilor continue executate la Potsdam [43] indică valoarea de 251 volți/metru, iar la Kew media pe 15 ani este de 304 volți/metru etc.

Făcînd următoarele ipoteze simplificatoare uzuale:

a) Pămîntul prezintă o suprafață sferică idealizată, perfect netedă, adică fără munți și fără văi și, în general, fără nici un fel de încrețituri macro- sau microgeometrice;

b) această suprafață este perfect conducătoare din punct de vedere electric, din rezultatele măsurătorilor directe de tipul celor de mai sus rezultă o sarcină electrică superficială a Pămîntului de circa 10^{16} u.e.s.

Această sarcină ar fi desigur foarte aproape de valoarea reală, dacă planeta noastră s-ar prezenta, de exemplu, sub forma unui imens ocean care ar acoperi în întregime suprafața globului, deoarece, în acest caz, ipotezele de calcul expuse mai sus ar fi valabile cu o foarte bună aproximație.

Dacă ținem însă cont de microgeometria suprafeței reale a Pămîntului, putem constata ușor că valoarea sa este cu mult mai mare decît cea a sferei perfect netede de aceeași rază considerată mai sus și această conjunctură joacă — după cum se știe — un rol determinant în repartiția și valoarea sarcinilor electrice superficiale. Astfel, în aceeași serie de măsurători ale lui Wilson [229] s-a constatat că sarcina electrică măsurată pe un sol acoperit cu gazon este de circa 12 ori mai mare decît cea a unui sol neted fără vegetație,

absolut în aceleași condițiuni locale. Diferența de sarcină rezultă simplu din diferența de suprafață introdusă de microgeometria locală; excesul de sarcini este repartizat pe frunzele și tijele plantulelor de gazon. La scară planetară amendamentele introduse de microgeometria suprafeței reale a Pămîntului pot face deci ca valoarea sarcinii electrice globale a planetei noastre să fie, în condițiile densității de sarcină măsurată experimental, exact egală cu valoarea 10^{17}, cerută de gravitovortex.

Așadar, forța suplimentară gravitovortex, determinată anterior de condițiile cosmice și parametrii observați ai mișcării planetare, poate fi identificată și măsurată direct chiar pe Pămînt. În continuarea lucrării noastre vom mai avea ocazia să identificăm și să măsurăm în diverse alte ipostaze terestre această forță reală, care, alături de forța gravitațională a lui Newton, guvernează mișcarea aștrilor. Toate aceste identificări cantitative directe constituie noi argumente majore în favoarea realității obiective a fenomenelor fundamentale descrise de gravitovortex și a coerenței metodei inductive, utilizată în elaborarea acestei teorii a gravitației. Căci dacă Pămîntul are efectiv o sarcină electrică de 10^{17} u.e.s., el interacționează cu Soarele exact așa cum presupune gravitovortexul.

Dorim să atragem atenția cititorului asupra faptului că datele prezentate mai sus sînt rezultatul unor medieri ale valorilor locale și instantanee ale mărimilor geoelectrice efectiv măsurate. Una dintre caracteristicile esențiale ale cîmpului geoelectric o constituie extrema sa variabilitate; o frumoasă zi calmă, în care toate variațiile meteorologice (temperatură, umiditate, presiune) sînt regulate, poate fi o zi foarte perturbată din punct de vedere electric. Asemenea perturbații (fluctuații) ale potențialului geoelectric pe timp frumos sînt bruște și de scurtă durată; ele sînt cu mult mai pronunțate în timpul zilei, cînd Soarele se găsește deasupra orizontului și această conjunctură i-a făcut pe geofizicieni să presupună că Soarele și radiația solară sînt — fie direct, fie printr-un fenomen interpus pe care-l controlează direct — responsabile de aceste modificări ale cîmpului geoelectric. În figura 120 se prezintă

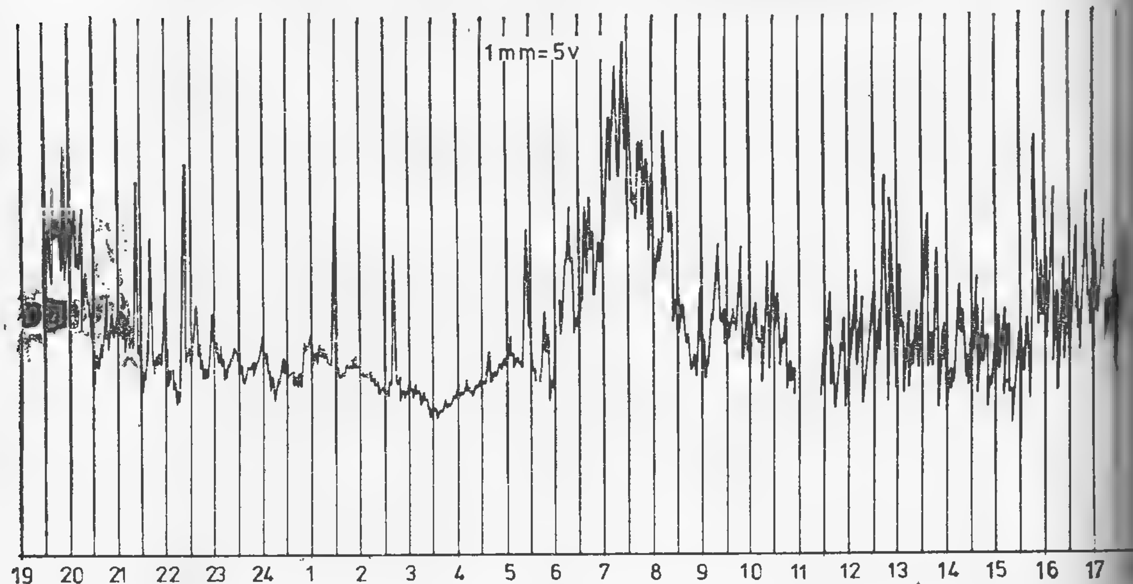


Fig. 120. Variația potențialului geoelectric în apropierea solului în decursul a 24 de ore de vreme frumoasă (Chauveau).

după B. Chauveau [43] înregistrarea variației potențialului geoelectric, efectuată într-o frumoasă zi de aprilie la Paris.

Prezența norilor de furtună, a precipitațiilor cu furtuni etc. determină în general puternice perturbații ale cîmpului geoelectric, potențialul unui punct situat la 1÷2 metri deasupra solului putînd atinge brusc 3 000—5 000 volți (de 15 sau de 20 de ori valoarea normală!) pentru a trece uneori, în mai puțin de un minut, de la valori pozitive la valori negative de același ordin de mărime.

Toate aceste variații rapide și accidentale, legate direct, după cum se pare, de *starea meteorologică a atmosferei*, au în general un caracter local, ele nu sînt înregistrate la fel de stații situate la o distanță de numai cîțiva kilometri una de alta. Este evident faptul că prezența maselor electrizate din atmosferă (datorate în mare parte radiației cosmice) și circulația lor determină direct variațiile sus-amintite ale cîmpului geoelectric și, prin influență, însăși valoarea sarcinii geoelectrice superficiale într-o zonă dată.

Medierea îngrijită a înregistrărilor cîmpului geoelectric în foarte multe puncte de observație răspîndite pe toată suprafața globului permite punerea în evidență — pe lîngă variațiile accidentale de tipul celor de mai sus — și a unor variații sistematice, periodice, ale acestui cîmp. Una dintre acestea este variația *sezonieră* (anuală) a cîmpului geoelectric: există un maximum net iarna (cînd Pămîntul este mai aproape de Soare) și un minimum net vara. Să observăm că această constatare experimentală este în perfect acord cu cerințele gravitovortexului și că ea confirmă direct variația sezonieră a „constantei" gravitaționale $f = F_c/F_N$ unde F_c este tocmai forța suplimentară gravitovortex (cap. 11).

Se poate detecta experimental și o netă variație *diurnă* a intensității cîmpului geoelectric, de tipul celei prezentate în figura 120: un minim către ora 4 dimineața și un maxim către amurg (pentru regiunile noastre). Ora corespunzătoare valorilor extreme depinde de poziția stației de înregistrare pe globul terestru, dar s-a putut stabili o corelare globală foarte interesantă: valorile extreme ale cîmpului nu depind de fapt de timpul local, ci de timpul absolut (timpul universal, UT).

Măsurători recente au pus în evidență existența unor *curenți electrici* în atmosferă (fig. 121) avînd o densitate medie la scară planetară de circa $3{,}5 \cdot 10^{-16}$ amperi/cm². Curentul electric total ce atinge astfel suprafața Pămîntului în orice moment este practic constant: 1 800 amperi. Evident, acest curent este „pozitiv", adică transportă sarcina electrică pozitivă pe Pămînt la o diferență de potențial de circa 400 000 volți, adică cu o putere de vreo 700 megawatt!

Dacă măsurăm curentul electric atmosferic (care este mai stabil decît gradientul de potențial), de exemplu, deasupra mării sau în condiții foarte îngrijite și-l mediem corespunzător pentru a înlătura neregularitățile, putem

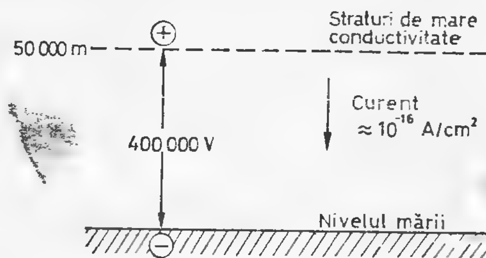


Fig. 121. Imaginea convențională a cîmpului geoelectric într-o atmosferă clară.

constata o variație în timp identică cu cea a gradientului de potențial prezentată în figura 120. Curentul variază diurn cu ± 15 procente și are cea mai mare valoare la ora 7,00 pm ora Londrei.

Partea stranie a problemei este că indiferent unde măsurăm acest curent — în Oceanul Atlantic, în Oceanul Pacific sau în Oceanul Înghețat de Nord — el are valoarea maximă cînd ceasurile în Londra arată ora 7,00 pm! Pe întreaga planetă curentul este la maximul său la 7,00 pm (ora Londrei) și are valoarea minimă la 4 am (ora Londrei), cu alte cuvinte și el depinde de timpul absolut de pe Pămînt și nu de timpul local.

Dar dacă un curent atît de mare, de 1 800 de amperi, circulă dinspre „cer" spre Pămînt, sarcina negativă a planetei, care este de 10^{17} u.e.s $\sim 3{,}3\ 10^7$ coulombi, ar trebui să fie foarte curînd *anihilată*. De fapt ar fi nevoie de aproximativ

$$\frac{3{,}3 \cdot 10^7}{1\,800} \sim 2 \cdot 10^4 \text{ s} \sim 5{,}5 \text{ ore}, \tag{12.33}$$

pentru a descărca întreg Pămîntul, anulîndu-se astfel odată pentru totdeauna cîmpul său electric și, evident, forțele suplimentare presupuse de gravitovortex. Or, cîmpul geoelectric cel puțin există deja de mai multă vreme decît de cinci ore de la descoperirea sa. Cum este el menținut? Și între Pămînt și ce?

Bazați pe datele experimentale și pe teoriile fundamentale care le stăteau la dispoziție, geofizicienii au imaginat încă de cîteva decenii o schemă simplă, „locală", a cîmpului geoelectric pe care o prezentăm în figura 121. Această schemă permite simultan — în primă instanță — o explicație globală coerentă a cîmpului geoelectric și a fenomenelor asociate observate, în paralel cu satisfacerea postulatului fundamental al teoriei gravitației, acela că Pămîntul — ca și celelalte planete ale sistemului solar — trebuie să fie neutru din punct de vedere electric, pentru a se menține forța gravitațională newtoniană ca *unic* mod de interacțiune între aștrii sistemului nostru solar.

Observația arată că atît în cursul unei zile, cît și în cursul unui an, variațiile intensității cîmpului geoelectric și ale conductibilității aerului atmosferic sînt de sensuri contrare; o relație strînsă, dar care nu exclude intervenția altor factori, pare să existe deci între variațiile regulate ale acestor două elemente. În diferitele puncte de pe glob, unde au fost făcute măsurători, s-a putut constata că produsul dintre valoarea cîmpului și a conductibilității variază relativ puțin: în timp ce fiecare din cei doi factori poate prezenta variații de 1 la 7 sau chiar 8, produsul lor nu depășește o variație de 1 la 2 [43]. O astfel de constatare a dat temei să se presupună că acest produs rămîne constant nu numai la suprafața Pămîntului, dar la orice altitudine.

Într-adevăr, intensitatea cîmpului geoelectric scade permanent cu altitudinea; el atinge circa 10 volți/metru la 5 000 m de suprafața solului și numai cîțiva volți/metru la altitudinea de 8 000 m. Plecîndu-se de la constatarea că produsul dintre valoarea cîmpului și a conductibilității electrice ar rămîne constant, s-a imaginat o distribuție a cîmpului electric în jurul Pămîntului de tipul celei prezentate în figura 121, a cărui limită superioară (situată la circa 50 000 m) ar fi dată de straturile înalte, *perfect conducătoare*, ale atmosferei. Dincolo de aceste straturi cîmpul geoelectric ar trebui să fie, evident, nul.

Între acest strat perfect conducător al atmosferei înalte și suprafața solului există o diferență de potențial de 400 000 volți care deci nu poate varia de la un loc la altul și care dă naștere acelui curent planetar cu o den-

sitate medie de circa $3,5 \cdot 10^{-16}$ amperi/cm², ce transportă în permanență sarcină pozitivă pe Pămînt și care ar anihila sarcina negativă a Pămîntului în cîteva ore.

Apare însă imediat o problemă nouă: cum se menține sarcina pozitivă în straturile superioare ale atmosferei? Cum este trimisă înapoi? Fiindcă dacă ea se scurge în jos la pămînt trebuie să fie trimisă cumva înapoi. Aceasta a reprezentat multă vreme una din cele mai mari dificultăți ale electricității atmosferice, dar ea a fost în linii mari rezolvată în ultimii ani cu prețul unor costisitoare și periculoase cercetări.

S-a descoperit anume că „bateria" care reîmprospătează în permanență sarcina electrică negativă a Pămîntului este furtuna cu fulgerele sale. O furtună obișnuită este constituită dintr-un număr de „celule de furtună" foarte apropiate una de alta, dar aproape independente. Ne putem reprezenta o celulă de furtună ca pe un cilindru a cărui bază — situată la $1 \div 1{,}5$ km de suprafața solului — are un diametru de $50 \div 70$ km și a cărui înălțime atinge $10 \div 15$ km, în care se produc toate fenomenele caracteristice furtunilor. Din punct de vedere electric partea superioară a celulei de furtună are o sarcină pozitivă, iar baza, în general, una negativă. Sarcinile pozitive sînt la 6 sau 7 km sus în aer, unde temperatura este de aproximativ —20 °C, în timp ce sarcinile negative se află distribuite de la baza celulei pînă la 3 sau 4 km înălțime, unde temperatura este între zero și —10 °C. Nu se cunoaște mecanismul apariției (separării) acestor sarcini, cele spuse mai sus reprezintă simple constatări experimentale.

Sarcina de la baza norului este destul de mare pentru a produce diferențe de potențial de 20, 30 sau chiar 100 milioane de volți între nor și suprafața solului, cu mult mai mare decît cei 0,4 milioane volți existenți între „cer" și sol într-o atmosferă senină. Aceste tensiuni uriașe străpung uneori aerul și creează descărcări în arc gigantice. Cînd se produce străpungerea, sarcinile negative de la baza furtunii — al cărei potențial este mult mai negativ decît cel al solului — sînt transportate în cantități mari pe Pămînt sub formă de trăsnete.

Desigur nu este locul aici să analizăm în detaliu aceste fenomene atmosferice cu atît mai mult cu cît există multe puncte obscure și chiar probleme de principiu nerezolvate încă. Putem însă sintetiza rezultatele cercetărilor de specialitate în felul următor: furtunile cu fulgere sînt cele care furnizează sarcinile electrice negative necesare *menținerii constante* a sarcinii globale a planetei noastre, ele îl încarcă cu electricitate la o medie de 1 800 amperi, electricitate care este apoi descărcată permanent prin regiunile de vreme frumoasă. Sarcina electrostatică a Pămîntului, de 10^{17} u.e.s., poate rămîne astfel perfect constantă, așa cum presupune gravitovortexul. Aceasta dovedește concludent faptul că *sarcina geoelectrică nu reprezintă un simplu accident meteorologic, un produs secundar al structurii sau al circulației atmosferice, ci, dimpotrivă, o constantă fundamentală a planetei noastre cu implicații majore asupra acestei circulații și a fenomenelor meteorologice asociate.*

Există aproximativ 300 de furtuni pe zi pe întreg cuprinsul Pămîntului și putem să ni le închipuim ca niște baterii ce pompează electricitatea în straturile înalte ale atmosferei și mențin diferența de potențial. Există furtuni după-amiază în Brazilia, furtuni tropicale în Africa și așa mai departe. Oamenii de știință au estimat cît de multe furtuni apar în întreaga lume într-un moment oarecare și calculele lor concordă în bune condiții cu măsurătorile de diferență de potențial: *totalul de furtuni pe întregul glob prezintă un maxim aproximativ la ora 7,00 pm (ora Londrei) la fel ca și potențialul geoelectric!*

Iată, așadar, ce legătură empirică strînsă dezvăluie rezultatele cercetărilor efectuate la scară planetară în anii noștri între cîmpul geoelectric și fenomenele meteorologice care se petrec la suprafața planetei noastre și care ne afectează în mod direct viața noastră cea de toate zilele! Or acest cîmp geoelectric (pentru care geofizica actuală nu a găsit nici o explicație cauzală) este, din punct de vedere principial, nu o premisă, un *fait accompli* al naturii, ci o consecință naturală a unei teorii generale privind gravitația, gravitovortexul. El nu reprezintă o particularitate specifică planetei Terra, ci este un parametru fundamental al tuturor planetelor sistemului nostru solar și care determină nu numai condițiile fizice la suprafața acestor planete, ci, așa cum am văzut, însăși mișcarea lor în spațiul circumsolar și, în particular, cunoscutul avans de periheliu.

Teoria actuală a gravitației ignoră existența în spațiul interplanetar a oricărui alt cîmp în afara celui gravitațional newtonian și conceptele specifice ale geofizicii privind cîmpul geoelectric a trebuit să se conformeze — într-un fel sau altul — exigențelor acestei teorii fundamentale. Probabil pentru acest motiv cîmpul geoelectric, respectiv forța suplimentară gravitovortex, pe care o putem detecta și măsura atît pe Pămînt cît și în spațiul cosmic, a fost împiedicat să se manifeste dincolo de altitudinea fatidică de 50 000 m.

Numai că, așa cum am văzut pe larg în capitolele anterioare, informațiile privind „structura“ spațiului interplanetar, care stau la baza teoriei actuale a gravitației, sînt foarte vechi, ele datează de pe vremea lui Kepler și au rezultat dintr-o primă interpretare coerentă a mișcării planetelor, dar nu sînt confirmate în totalitate de rezultatele obținute la nivelul tehnicii actuale de investigație, în special prin studierea directă, „la fața locului“, a acestui spațiu și a proprietăților sale reale. În mod special s-a dovedit că cîmpul gravitațional nu este singurul cîmp prezent în spațiul interplanetar și că există oricum și un cîmp electromagnetic, că conductibilitatea electrică a acestui spațiu este foarte departe de a fi perfectă etc.

Pentru a nu mai relua în detaliu aceste probleme despre care am mai discutat deja, vom schița numai cîteva dintre rezultatele experimentale cele mai recente privind existența și structura cîmpului geoelectric cu mult dincolo de limita de 50 000 m menționată anterior. Cercetările experimentale în spațiul circumterestru efectuate în ultimii ani cu ajutorul sondelor și sateliților artificiali au pus în evidență existența certă a unui cîmp electric general al Pămîntului pe distanțe de 1 000 ÷ 2 000 de ori mai mari decît se crezuse anterior, adică în întreaga magnetosferă.

În figura 122 este dată, după J. G. Roederer [179], o schiță sumară a acestui cîmp geoelectric, așa cum o sugerează rezultatele măsurătorilor directe. Trebuie să menționăm faptul că aceste rezultate au constituit o surpriză absolută pentru geofizicieni, la fel ca și surpriza provocată de descoperirea complicatei magnetosfere a Pămîntului (§ 12.3). Descifrarea structurii reale a acestui „misterios“ cîmp ca și, în general, descifrarea structurii reale a cîmpului electromagnetic al Pămîntului se află deocamdată în faza de început cercetările în această direcție fiind efectiv în curs de intensă desfășurare.

Trei regiuni importante ale acestui cîmp geoelectric au putut fi însă precis identificate:

a) regiunea liniilor de cîmp magnetic deschise, situată în zona calotei polare, în care liniile cîmpului geoelectric sînt dirijate mai ales dinspre meridianul de amurg către cel de zori de zi;

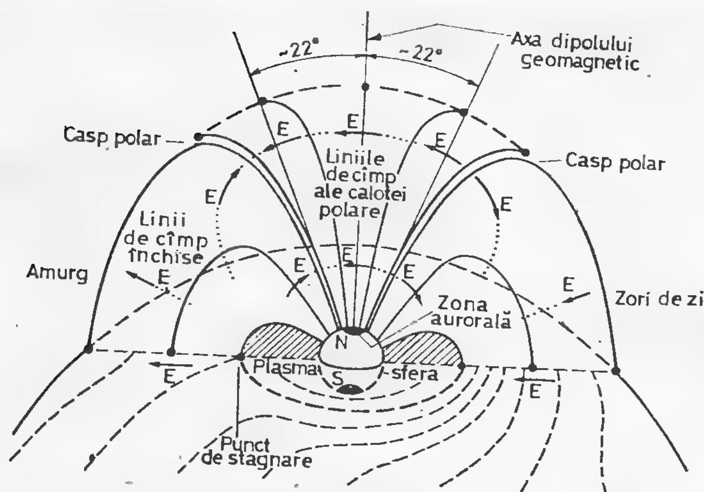


Fig. 122. Configurația reală a cîmpului geoelectric este abia în stadiu de explorare. Figura reprezintă o secțiune în planul meridianului zori-amurg al magnetosferei:
— curbe pline — liniile cîmpului geomagnetic,
— curbe punctate — liniile cîmpului geoelectric,
— curbe întrerupte — suprafețe echipotențiale în planul ecuatorului geomagnetic.

b) regiunea liniilor de cîmp magnetic închise, trecînd prin suprafața ecuatorială magnetică, în care liniile cîmpului electric sînt dirijate către poli în partea de zi și către ecuator în partea de noapte;

c) regiunea plasmasferei, ale cărei linii electrice nu sînt prezentate în figură (pentru completare a se consulta și figura 135).

Valoarea cîmpului electric în magnetosferă este relativ redusă (cîțiva milivolți pe metru), dar acest cîmp se întinde pe distanțe uriașe și se află situat într-un mediu de particule puternic ionizate, despre care se credea pînă de curînd că interzice cu desăvîrșire — în virtutea dogmei conductibilității electrice perfecte — existența oricărui cîmp electric. A fost o surpriză cu totul neobișnuită să se găsească chiar în această „zonă de interdicție“ o diferență de potențial de circa 50 000 volți și chiar în lungul liniilor de cîmp geomagnetic (experimentul D. Evans), care, după cum se știe, sînt presupuse a fi pretutindeni perpendiculare pe liniile de cîmp electrice.

Aceste rezultate recente, ca și altele asemenea, impun cu necesitate reconsiderarea vechilor reprezentări asupra limitelor cîmpului geoelectric și consecințelor legate de extinderea sa considerabilă în spațiul cosmic. Specialiști de renume ca H. Alfvèn, H. A. Nishida ș.a., vorbesc astăzi direct despre existența unui cîmp electric interplanetar care trebuie să fie interconectat și cu cîmpul geoelectric. Multe caracteristici ale cîmpului geoelectric prezintă dealtfel multiple corelări distincte cu cîmpul magnetic interplanetar, cîmp a cărui existență este în prezent — dar nu de prea multă vreme — unanim acceptată. Una dintre aceste corelări se referă la dependența directă a intensității cîmpului geoelectric în zona calotei polare de componenta azimutală a cîmpului magnetic interplanetar (J. P. Heppner) și de componenta nord-sud a aceluiași cîmp [112].

Privind retrospectiv scurta noastră incursiune în domeniul geoelectricității putem constata că „forța suplimentară“ gravitovortex poate fi identi-

ficată și măsurată precis nu numai în spațiul cosmic, dar și la suprafața Pămîntului: rezultatele măsurătorilor „terestre“ corespund — calitativ și cantitativ — cu prevederile „cosmice“ ale teoriei noastre. Forța care provoacă avansurile planetare de periheliu și alte efecte insolite nu reprezintă deci o pură speculație matematică, așa cum este cazul în teoriile postnewtoniene ale gravitației, o găselniță ingenioasă capabilă să explice unul sau altul din reziduurile mișcării planetare, ci este efectiv o forță reală, măsurabilă direct. Mai mult, ea este o forță comună, tot atît de comună ca și forța gravitației a lui Newton. Desigur forța „suplimentară“ gravitovortex nu poate provoca căderea merelor din pom, ea este prea slabă pentru aceasta, de aproape un miliard de ori mai slabă decît forța newtoniană a gravitației, dar influența ei asupra vieții noastre de toate zilele este tot atît de importantă.

Într-adevăr, mecanismul prin care sarcina electrică gravitovortex a planetei noastre este menținută totuși constantă — în ciuda unor puternice variații mai mult sau mai puțin locale a gradientului de potențial și a existenței curenților atmosferici care o pot anihila complet într-un timp extrem de scurt — demonstrează convingător faptul că *cîmpul geoelectric este o cauză și nu un efect al fenomenelor meteorologice*. Este o sarcină actuală a geofizicii aceea de a stabili în viitorul apropiat un tablou mai coerent și mai detaliat al interacțiunii dintre cîmpul geoelectric și fenomenele meteorologice asociate.

În secțiunile care urmează vom încerca să revelăm și alte importante „ipostaze terestre“ ale forței suplimentare gravitovortex. Lucrul pare evident: dacă planeta noastră posedă într-adevăr sarcina electrică presupusă de gravitovortex, atunci mișcarea acestei planete (în jurul Soarelui, al axei proprii sau alte categorii de mișcări) va provoca efecte magnetice considerabile a căror valoare instantanee și medie poate fi și este determinată foarte exact. Vom putea demonstra astfel că cîmpul magnetic terestru și multe fenomene asociate sînt — calitativ și cantitativ — *efecte directe* ale gravitovortexului. Cu această ocazie vom putea explica noi mișcări ale planetei noastre, pe care observația astronomică și alte mijloace de investigație le înregistrează permanent, dar pe care teoria actuală a gravitației nu le poate încă explica.

12.3. GEOMAGNETISM

12.3.1. Structura observată a cîmpului magnetic terestru și interpretarea actuală a acestei structuri

Cîmpul magnetic terestru este o noțiune familiară chiar pentru cititorul neavizat, care își imaginează desigur planeta noastră ca pe o sferă uniform magnetizată, avînd două poluri magnetice bine precizate, unul nord și unul sud, așa cum are orice magnet permanent. La suprafața acestei sfere o busolă bună trebuie să indice întotdeauna cu precizie direcția polului magnetic boreal, care coincide exact cu direcția polului nord geografic. Din punct de vedere matematic această stare de lucruri poate fi descrisă de un vector **P** reprezentînd *momentul magnetic dipolar* al Pămîntului, care este dirijat în permanență în lungul axei de rotație a acestuia.

Un dipol magnetic reprezentat de momentul magnetic **P** situat în originea O (de exemplu centrul Pămîntului) și dirijat în lungul axei Z (respectiv

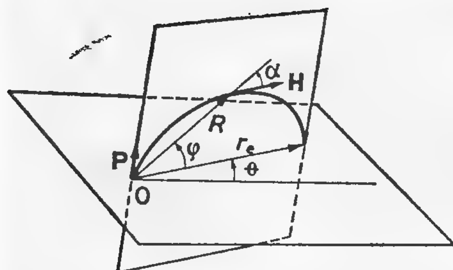


Fig. 123. Cîmpul unui dipol magnetic (reprezentat de momentul magnetic **P**).

în lungul axei de rotație a Pămîntului), creează un cîmp magnetic **H** ale cărui componente, într-un sistem de coordonate sferice (R, φ, λ) sînt (fig. 123),

$$H_R = H_p \sin \varphi, \tag{12.34}$$

$$H_\varphi = -\frac{1}{2} H_p \cos \varphi, \tag{12.35}$$

$$H_\lambda = 0, \tag{12.36}$$

unde

$$H_p = \frac{2P}{R^3} \tag{12.37}$$

este intensitatea cîmpului magnetic măsurată la pol, R raza Pămîntului, φ și λ respectiv latitudinea și longitudinea punctului de măsurare, iar H_R și H_φ respectiv componentele „verticală“ și „orizontală“ ale cîmpului magnetic.
Avem evident

$$H = \sqrt{H_R^2 + H_\varphi^2 + H_\lambda^2} = \Phi \frac{P}{R^3} = \frac{1}{2} H_p \Phi, \tag{12.38}$$

cu

$$\Phi = \sqrt{1 + 3 \sin^2 \varphi}, \tag{12.39}$$

unde H reprezintă intensitatea totală a cîmpului într-un punct oarecare în spațiu. O linie de forță magnetică are ecuația

$$R = r_e \cos^2\varphi$$
$$\lambda = \text{const}, \tag{12.40}$$

unde r_e este distanța de la origine la punctul în care linia de forță intersectează planul ecuatorial ($\varphi = 0$). Unghiul α dintre linia de forță și raza vectoare este dat de relația

$$\text{tg } \alpha = \frac{1}{2} \text{ctg } \varphi \tag{12.41}$$

sau

$$\sin \alpha = \frac{\cos \varphi}{\Phi}, \tag{12.42}$$

$$\cos \alpha = \frac{2 \sin \varphi}{\Phi}. \tag{12.43}$$

Putem spune astfel că raportat la un sistem de referință local (adică situat undeva pe suprafața Pămîntului), definit de planul orizontal și de direcția nord, deci la un sistem de axe trirectangulare orientate după direcția nord, direcția est și direcția verticalei locului, cîmpul geomagnetic poate fi determinat fără ambiguitate dacă se cunosc (prin măsurătoare) trei mărimi: fie două unghiuri și intensitatea H (sau o componentă a ei), fie două componente ale intensității și un unghi, fie, în sfîrșit, cele trei componente ale intensității cîmpului. De exemplu, elementele geomagnetice, măsurate conform primei variante, sînt: 1) *declinația magnetică* D, reprezentată de unghiul format de proiecția cîmpului pe planul orizontal cu direcția nord; 2) *înclinația magnetică* I, adică unghiul dintre direcția cîmpului și această proiecție a lui pe planul orizontal; 3) componenta orizontală H_φ (sau simplu H), deci tocmai această proiecție pe planul orizontal.

Cîmpul „generat" de dipolul magnetic terestru (fig. 123) conturează precis, cantitativ, noțiunile de axă geomagnetică, poli geomagnetici, ecuator geomagnetic, emisfere geomagnetice etc. Cu alte cuvinte, acest cîmp poate constitui un sistem de referință valabil la scară globală și deosebit de potrivit pentru necesități practice, *sistemul de coordonate magnetice*, care, alături de sistemul geografic de coordonate, permite reperarea comodă a oricărui punct situat pe suprafața Pămîntului.

Ținînd seama de felul în care sînt definite elementele geomagnetice, prin raportare la sistemul local de referință determinat cu ajutorul verticalei locului — pe care, în aproximația suprafeței terestre printr-o sferă, o reprezintă chiar raza sferei —, este evident că la polii geomagnetici cîmpul are direcția verticală, iar la ecuatorul geomagnetic el este orizontal. În ceea ce privește intensitatea, valoarea cîmpului total la polii geomagnetici este dublul aceleia de la ecuatorul geomagnetic, în conformitate cu raportul dintre intensitățile cîmpului dipolului magnetic în puncte situate la aceeași distanță de locul în care este așezat el, puncte de pe axa lui, respectiv din planul normal pe ea. Sensul cîmpului geomagnetic este considerat în jos la polul magnetic *boreal* („nord") B și în sus la polul magnetic *austral* („sud") A.

Pe toată suprafața terestră, componenta orizontală a cîmpului dipolic este dirijată spre nord (direcție indicată întotdeauna de o bună busolă), avînd valoarea maximă, egală cu cîmpul total, la ecuatorul geomagnetic, și anulîndu-se la polii A și B. În ceea ce privește componenta verticală, ea reprezintă, evident, în întregime cîmpul la cei doi poli, fiind pozitivă (dirijată în jos) în punctul B și negativă (dirijată în sus) în A. Ecuatorul geomagnetic, de-a lungul căruia ea este nulă, îi separă valorile negative din emisfera geomagnetică australă de cele pozitive din emisfera geomagnetică boreală.

Se înțelege simplu că dacă axa geomagnetică coincide cu axa de rotație a Pămîntului (fig. 123) sistemul de coordonate magnetice coincide cu sistemul de coordonate geografice. Înclinația va fi nulă la ecuatorul geomagnetic (care coincide cu cel geografic) și crește în valoare absolută către polii geomagnetici A și B, unde atinge valoarea maximă de 90°. Declinația magnetică, care reprezintă unghiul dintre direcția nord magnetic cu direcția nord geografic sau, mai intuitiv, unghiul dintre meridianul magnetic și cel geografic, va fi nulă, deoarece pozițiile polurilor geomagnetice A și B sînt identice cu cele ale polurilor geografice N și S.

În realitate, imaginea prezentată mai sus a cîmpului geomagnetic dipolar este nu numai o imagine suprasimplificată, dar este — am putea spune — chiar una falsă. W. Gilbert este cel care a acreditat-o, studiind structura cîmpului magnetic al unei sfere uniform magnetizate pe care o găsește iden-

tică cu aceea a Pămîntului, în lucrarea *De Magnete*, apărută în anul 1600, și care este considerat primul tratat de geomagnetism. Este foarte interesant cum la aproape 400 de ani de la făurirea ei în esență de către Gilbert, această imagine imobilistă a cîmpului geomagnetic dipolar, în mod evident contrazisă de datele de observație, marchează încă, într-un mod mai mult sau mai puțin subtil, concepțiile unor specialiști și teoriile lor. Aceasta face că, deși este studiat cu rîvnă încă de pe vremea lui Gilbert, cîmpul magnetic terestru, acest grandios fenomen planetar, cu implicații profunde asupra vieții noastre de toate zilele, să rămînă încă unul din marile „mistere" ale fizicii.

La vechea și marea problemă nerezolvată a originii acestui cîmp au fost adăugate cu timpul multe altele, legate în special de structura cu totul neașteptată a magnetosferei terestre și a interdependenței revelată experimental dintre această magnetosferă și ceilalți membri ai sistemului nostru solar, în special, cu Soarele. Deși volumul de informații a crescut enorm, fizica magnetosferei și a geomagnetismului în general se găsesc încă într-o perioadă de tranziție de la stadiul exploratoriu propriu-zis, la stadiul următor al descifrării și înțelegerii cauzale, cantitative, a proceselor dinamice care au loc aici. Acestui scop îi sînt dedicate în prezent vaste programe de cercetare realizate prin cooperare internațională.

Caracteristica principală a cîmpului geomagnetic real o constituie *permanenta sa variabilitate*, faptul că oricare din mărimile definite anterior ale acestui cîmp se schimbă de la o oră la alta și de la un an la altul. Înregistrările magnetometrice executate în miile de observatoare speciale răspîndite pe suprafața întregului glob pun în evidență atît variații regulate, în așa-numitele perioade de „calm magnetic", cît și puternice variații rapide, aparent haotice, în timpul așa-numitelor furtuni sau subfurtuni magnetice.

În aceste condiții pare desigur destul de complicat să ne formăm o imagine concretă cît de cît coerentă asupra structurii globale și a distribuției cîmpului geomagnetic real, date fiind perpetua sa variație și faptul că această variație este înregistrată diferit de diferitele observatoare răspîndite pe întreaga suprafață a globului terestru, dar Gauss a găsit totuși, în 1832, posibilitatea de a o face, utilizînd așa-numita analiză armonică sferică. Este vorba de o operație matematică formală, care utilizează funcții matematice de trei variabile (funcții sferice) și care permite reprezentarea unei distribuții oarecare de valori, de orice natură și oricît de complicată, pe o sferă.

Aceste funcții generale (asemănătoare funcțiilor Fourier pentru cazul plan) sînt o sumă algebrică de funcții armonice de formă dată, dar cu coeficienți nedeterminați; acești coeficienți numerici se determină pe baza valorilor cîmpului geomagnetic măsurate în cît mai multe puncte de amplasament cunoscut răspîndite pe glob. O astfel de analiză permite deci obținerea unei reprezentări la scară globală a cîmpului magnetic terestru, pe baza unor valori locale înregistrate experimental.

Rezultatul acestei subtile și complicate prelucrări matematice globale a cîmpului geomagnetic real poate fi prezentat sub o formă concentrată astfel:

$$\mathbf{H}_T = \mathbf{H} + \sum \delta\mathbf{H}_i \sin\left(\frac{2\pi}{T_i} + \varphi_i\right), \qquad (12.44)$$

unde $\mathbf{H}_T$ reprezintă intensitatea totală a cîmpului. Se poate vedea de aici cum cîmpul magnetic observat poate fi considerat ca sumă a două cîmpuri distincte, dintre care unul *constant*, reprezentat de primul termen al membrului doi al relației (12.44), celălalt *variabil*, reprezentat de cel de al doilea termen.

Cîmpul constant **H** reprezentat de termenii de ordinul unu (în număr de trei) ai dezvoltării în serie de armonice sferice, defineşte ca mărime şi ca orientare aşa-numitul *cîmp magnetic principal* al Pămîntului. El poate fi descris de un vector moment magnetic dipolar **P**, numit *dipolul lui Gauss* şi reprezintă patru cincimi din valoarea observată a cîmpului magnetic terestru, adică circa 80% din această valoare.

Termenul al doilea al membrului doi al relaţiei (12.44) este dat de o serie infinită de funcţii armonice variabile, unde armonica de ordinul i are amplitudinea δH_i, perioada T_i şi unghiul de fază φ_i. El reprezintă deci partea esenţialmente variabilă a cîmpului magnetic observat, adică restul de 20% din valoarea totală, a acestui cîmp: este aşa-numitul cîmp nedipolic sau *cîmp al lui Bauer*, dat de termenii de ordin superior ordinului unu din desfăşurarea în serie de funcţii armonice sferice a cîmpului geomagnetic observat şi care are în prezent o interpretare fizică cît se poate de confuză.

Într-adevăr, dovedirea existenţei unei importante componente nedipolare *esenţialmente variabilă*, a cîmpului magnetic terestru a avut darul să turbure serios vechea imagine gilbertiană a Pămîntului ca un uriaş magnet permanent. Sub rezerva de a se lămuri în viitor cauzele fizice şi interpretarea coerentă a acestei componente, cercetătorii au încercat să lămurească cel puţin lucrurile cu cealaltă componentă, cea dipolară, care corespunde imaginii clasice a cîmpului magnetic terestru şi care poate fi descrisă de dipolul magnetic **P** al lui Gauss. Au fost astfel efectuate numeroase studii de specialitate în scopul determinării exacte a dipolului geomagnetic **P**, adică atît a valorii sale numerice, cît şi a direcţiei sale. Rezultatele obţinute în acest sens de diverşi cercetători sînt sintetizate în tabelul 34.

Tabelul 34

Autorul	Epoca	10^{25} P	$\theta_0 = 90° - \varphi$	λ
Dison, Furner*	1922	8,15	11°21	67,7
Afanasieva, V.I.**	1945	8,12	11°47	68,8
Fanselau G.***	1945	8,20	11°39	69,75
Vestine E.H.****	1945	8,18	11°26	70,0
Chakrabarty S.K.*****	1945	8,16	11°02	67,1
Finch H.F.******	1955	8,18	11°42	69,0
Peşuoi K.*******	1955	8,17	11°46	68,2

* Dison F.W., Furner H., Month. Not., Geophys suppl. vol. I, 1923.
** Afanasieva V.I., Inf. sbornic po zemnoi magnetizmu, no. 5, 1945.
*** Fanselau G., Geofisica pura e appl., Bd. 41, 1958.
**** Vestine E.H., Publ. Carnegie Inst., Washington, no. 578, 1947.
***** Chakrabarty S.K., Indian gephys suppl., vol. 5., 1954.
****** Finch H.F., Leaton B.R., Month. Not., Geophys. suppl., vol. 7, 1957.
******* Peşuoi K., Geomagnetizm i aeronomia, Tom 2, 1962.

Valoarea numerică a momentului magnetic dipolar **P** al Pămîntului rezultă din măsurătorile locale ale cîmpului geomagnetic şi mediată pe o perioadă de 30 de ani este deci de $8{,}17 \cdot 10^{25}$ gauss cm^3. Studii mai recente rectifică uşor această valoare iniţială, pe baza măsurătorilor directe a inten-

sității maxime H_p a cîmpului magnetic efectuate la pol: $H_p = 0{,}62$ u.e.m CGS, astfel, ținînd cont de relația (12.37), valoarea momentului **P** devine

$$[\mathbf{P}] = \frac{H_p R^3}{2} = \frac{0{,}62 \times (6{,}37 \cdot 10^8)^3}{2} \sim 7{,}9 \cdot 10^{25} \text{ gauss cm}^3 \qquad (12.45)$$

și este considerată în prezent ca valoare standard.

Probabil că unii dintre cititori vor judeca așa: dacă valoarea de mai sus reprezintă 80% din cîmpul magnetic terestru, valoarea momentului magnetic care ar reprezenta în întregime acest cîmp trebuie să fie

$$\frac{7{,}9 \cdot 10^{25}}{80} 100 \sim 10^{27} \text{ gauss cm}^3. \qquad (12.46)$$

Greșit! Valoarea vectorului moment magnetic **P** (al întregului moment magnetic) al Pămîntului este valoarea precizată mai sus, $7{,}9 \cdot 10^{25}$ gauss cm³!

„Bine, dar ... Este clar! va spune cititorul: Vectorul **P** reprezintă într-adevăr o valoare constantă, dar o direcție variabilă periodic, de exemplu, o mișcare de precesie în jurul unei direcții date. Ca orice entitate vectorială, mărimea lui **P** va fi dată atît de valoarea cît și de direcția sa: dacă componenta variabilă periodic (în direcție) reprezintă 20% din valoarea cîmpului total, atunci vectorul (variabil) **P** reprezintă evident întregul cîmp magnetic terestru, respectiv momentul magnetic total al Pămîntului. Această concluzie rezultă clar din interpretarea relației (12.44): datorită periodicității funcțiilor care intră în expresia cîmpului variabil al lui Bauer, dacă mediem pe perioade date de timp valorile măsurate ale cîmpului magnetic terestru, $\overline{\mathbf{H}}_T$ vom obține evident $\overline{\mathbf{H}}_T = \mathbf{H}$“.

Trebuie să recunoaștem că această interpretare este foarte logică, pare în bun acord cu datele de observație revelate de relația (12.44), dar are un cusur esențial: nu este în acord cu reprezenzările actuale ale geofizicii! Și cum aceste reprezentări sînt rezultatul sedimentării îndelungate și continuie a cunoștințelor căpătate cu greu asupra acestui fenomen planetar, care este geomagnetismul, ele au devenit cu timpul adevăruri fundamentale de uz comun și ne va fi foarte greu să impunem o interpretare atît de neconvențională ca cea de mai sus. Oricum, este nevoie de o discuție mult mai detaliată a acestui fenomen planetar și a „adevărurilor fundamentale“ pe care le-a generat în conștiința noastră, înainte de a încerca o reinterpretare a lor.

În interpretarea actuală a geofizicii, *momentul magnetic dipolar* **P** *este un vector constant*, ca valoare și ca direcție, el dă „partea dipolară“ a cîmpului magnetic terestru. Partea „nedipolară“, variabilă, a acestui cîmp, reprezintă o *entitate fizică distinctă* și nu poate fi descrisă de un parametru magnetic global, așa cum este vectorul **P** și nici de mișcarea acestui vector. Pe scurt, geofizica actuală nu stabilește nici o legătură directă concretă între cele două „părți“ ale aceluiași cîmp magnetic terestru.

În ceea ce privește direcția vectorului moment magnetic **P** (axa geomagnetică), observăm din tabelul 34 că ea *nu coincide cu axa de rotație a Pămîntului, ci face cu aceasta un unghi* β, *considerat în prezent a fi*

$$\beta = 11°50'. \qquad (12.47)$$

Este o constatare empirică deconcertantă, cu totul neașteptată, aceea că direcțiile momentului magnetic **P** și momentului unghiular de rotație în jurul

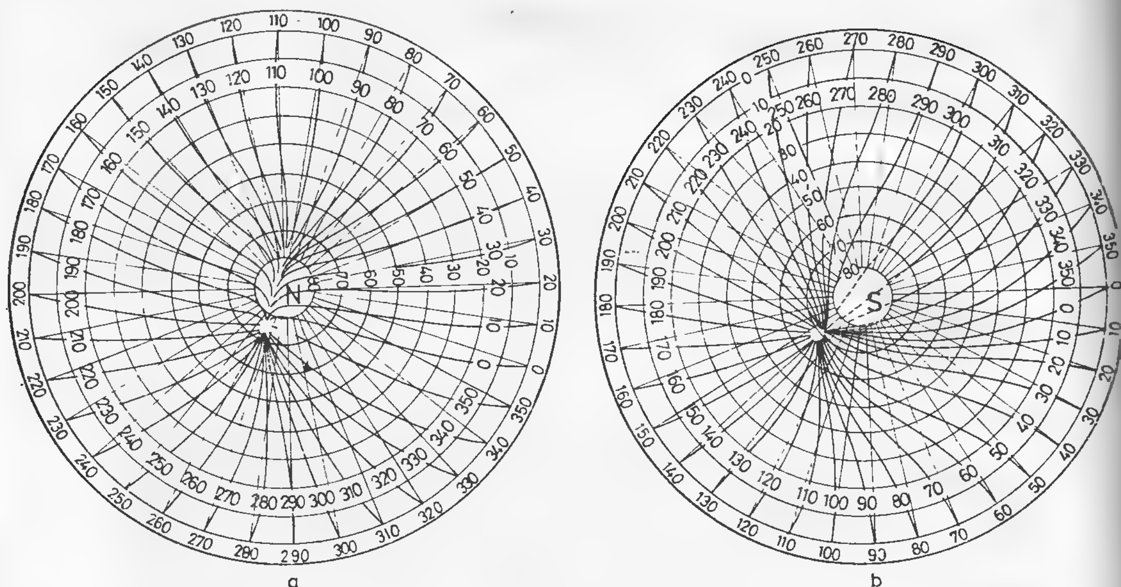


Fig. 124. Meridiane magnetice și geografice pentru epoca 1955 (o reprezentare teoretică, dipolară).

axei proprii, M_s, ale Pămîntului, nu coincid, și aceasta adaugă o nouă și mare problemă la șirul de probleme mari cărora teoriile actuale ale geofizicii nu le-a putut găsi încă o rezolvare corespunzătoare.

Punctele în care axa suport a vectorului **P** (axa geomagnetică) intersectează suprafața terestră determină poziția polilor geomagnetici. Polul geomagnetic boreal („nord") *B* este situat, conform interpretărilor actuale la latitudinea de 78°,5 S și longitudinea 111°E (vestul Groenlandei, în regiunea strîmtorii Smith), iar polul geomagnetic austral („sud") *A* este situat la 78°,5 N și 69°W (în regiunea Antarcticii).

Deoarece polii geomagnetici și cei geografici nu mai coincid, se înțelege simplu că nici sistemele de coordonate magnetice și geografice nu pot să coincidă. În figura 124 se prezintă, cu titlu de exemplu, poziția relativă a meridianelor geomagnetice și geografice pentru epoca 1955 în emisfera nordică *(a)* și sudică *(b)*. I s-a atribuit lui Columb (se pare că nejustificat) descoperirea faptului că acul busolei nu indică direcția nord adevărată (busola indică doar poziția polului magnetic) și că abaterea lui de la această direcție adică declinația, este diferită în puncte diferite de pe suprafața Pămîntului.

În figura 125 sînt prezentate sistemul de coordonate geografic (în proiecție Mercator) și sistemul magnetic (dipolar) de coordonate (dipol centrat, $\varphi = 78{,}5°$, $\lambda_0 = 69{,}0°$). La urma urmei, deși dezaxate, cele două sisteme de coordonate ar fi totuși perfect coerente și ar permite nu numai o orientare precisă cu ajutorul busolei (prin corectarea decalajului cunoscut dintre indicator și direcția acului magnetic) sau al altui instrument magnetometric, dar și o confirmare *de facto* al actualelor interpretări ale geofizicii. Numai că în realitate lucrurile nu stau astfel.

Pe lîngă reprezentarea matematică prin funcții sferice, cu ajutorul căreia se definește — cum am văzut — cîmpul dipolic, mai există încă o posibilitate

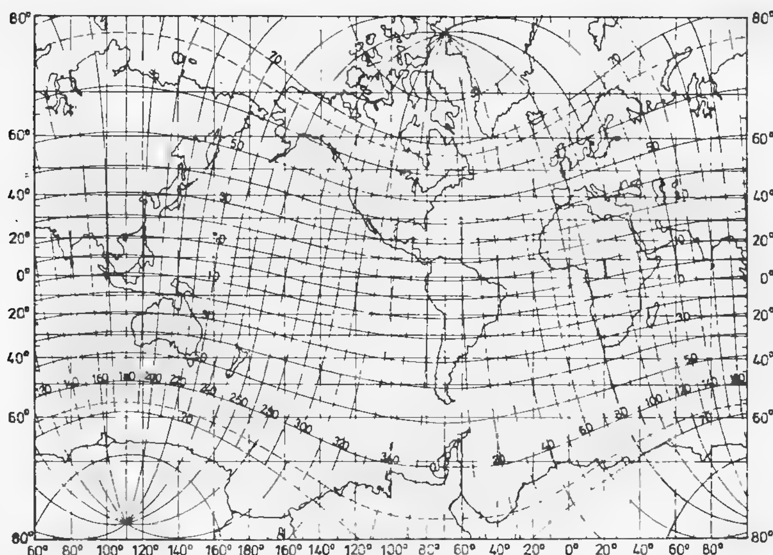


Fig. 125. Sistemele de coordonate geomagnetic (dipolar) și geografic.

de reprezentare sintetică a cîmpului geomagnetic, cea *cartografică*, care permite efectiv să vizualizăm distribuția geografică a cîmpului geomagnetic real. Procedeul constă în a pune în evidență repartiția geografică a valorilor diverselor elemente geomagnetice într-o anumită regiune sau pe întregul glob, unind prin linii continue pe harta respectivă sau pe planiglob punctele în care un anumit element geomagnetic are aceleași valori. Se obțin, astfel, hărți cu linii *izomagnetice* (*izogone* pentru declinația D, *izocline* pentru înclinația I și *izodiname* pentru intensitatea totală a cîmpului geomagnetic sau pentru diversele ei componente) la scările cartografice corespunzătoare și cu „echidistanțele" adecvate lor.

După cum se vede în figura 126, care prezintă la scară globală izodinamele H ale cîmpului geomagnetic real, acest cîmp diferă foarte mult de cîmpul dipolic considerat anterior. Se pun astfel în evidență nici mai mult nici mai puțin decît ... patru poluri geomagnetice, corespunzător definiției cunoscute că aici intensitatea cîmpului magnetic este maximă; poziția nici unuia dintre cele patru poluri nu coincide cu poziția polilor magnetici dipolari, definită anterior. Izodinama reală $H =$ minim, care, în interpretarea dipolară a cîmpului geomagnetic ar trebui să înconjure Pămîntul ca ecuator magnetic, se închide în realitate în jurul unui punct (L) situat undeva în America de Sud.

În figura 127 sînt prezentate izogonele reale (care definesc direcția „meridianelor" magnetice) în zona polurilor geografice. Comparînd aceste „meridiane" cu cele postulate de interpretarea dipolară a cîmpului magnetic terestru (fig. 124), înțelegem simplu că sistemul geomagnetic de coordonate rezultat direct din această interpretare statică este în fond o pură convenție arbitrară și că, în consecință, orientarea la scară globală cu ajutorul busolei este o orientare cît se poate de neprecisă.

Mult mai important decît imprecizia acestui sistem de orientare, care poate fi suplinită ușor prin diverse alte mijloace „nemagnetice", este — în

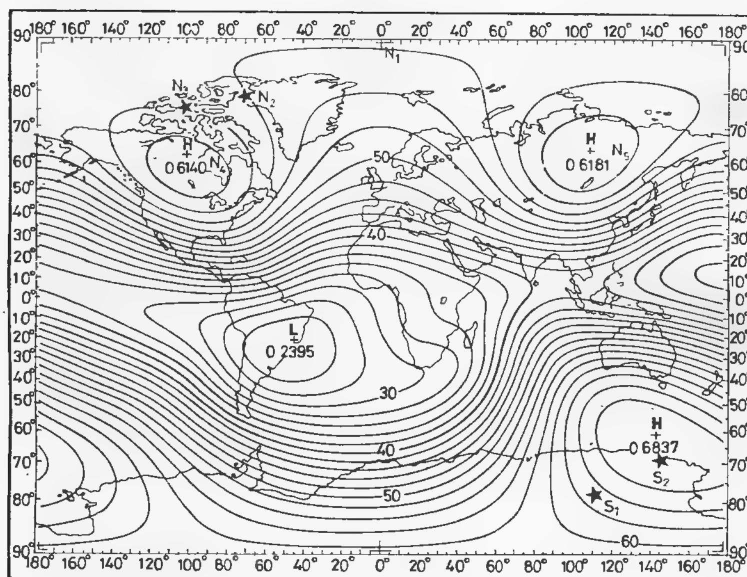


Fig. 126. Distribuția reală a intensității totale **H** a cîmpului magnetic terestru, la epoca 1965.0.

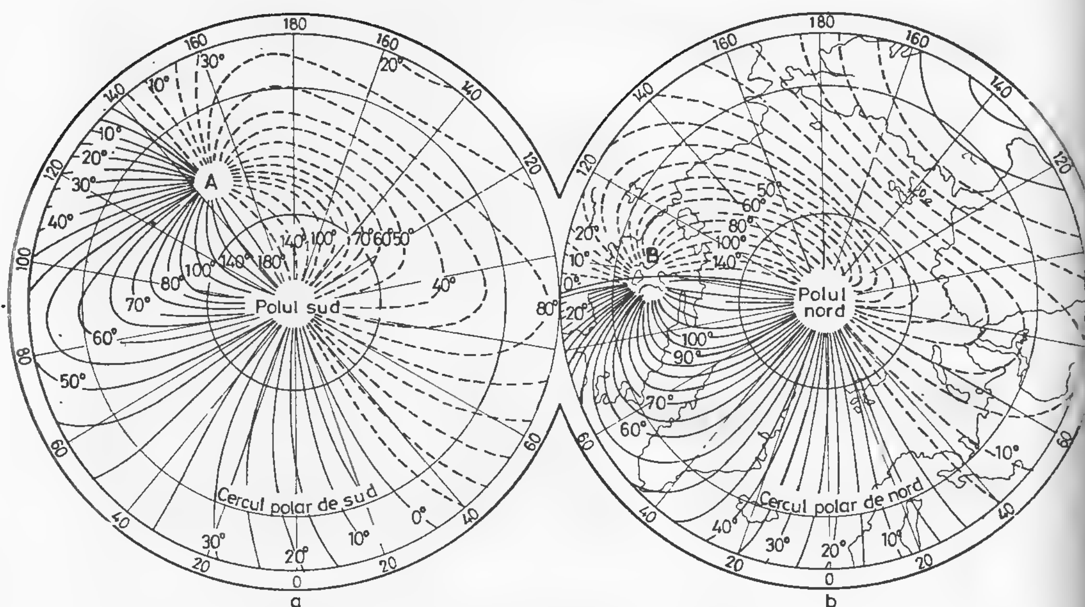


Fig. 127. Distribuția reală a izogonelor în regiunile polare.

contextul discuţiei noastre — faptul că actuala interpretare statică, dipolară, a cîmpului magnetic principal al Pămîntului, nu este sprijinită de datele de observaţie. În aceste condiţii mai poate surprinde faptul că geofizica nu a putut găsi încă o explicaţie satisfăcătoare asupra originii cîmpului magnetic terestru?

Tot observaţiile şi măsurătorile magnetometrice arată că nici unul dintre elementele cîmpului geomagnetic nu rămîne constant în timp, fiecare îşi modifică valoarea de la o oră la alta şi de la un an la altul. Asemenea modificări au primit numele de *variaţii*. Cu toate eforturile mari depuse pentru obţinerea unei reprezentări cartografice (de exemplu, la scară planetară) a acestor elemente, această reprezentare nu prinde de fapt decît un instantaneu al unei permanente variaţii, *ea este valabilă numai pentru un moment precis determinat*. De obicei, se adoptă ca moment de referinţă jumătatea unui an şi acest moment se numeşte *epocă*. Aşa, de exemplu, dacă o hartă magnetică de tipul celei din figura 126 este întocmită pentru epoca 1965.0, mărimile corespunzătoare trebuie raportate la momentul de timp 1 iulie $1965{,}0^{ore}0^{min}$.

Variaţiile elementelor cîmpului magnetic terestru pot fi foarte diferite; analiza armonică sferică permite studiul lor de detaliu, dar toate prezintă o caracteristică fizică comună, care, în contextul discuţiei noastre, capătă o semnificaţie de principiu: sînt nemijlocit determinate de „activitatea" (negravitaţională) observabilă şi măsurabilă a Soarelui. Ele pun astfel în mod direct şi foarte pregnant în evidenţă legătura „suplimentară", negravitaţională, dintre Soare şi planetele sale, preconizată de gravitovortex. Tocmai această legătură „suplimentară", pe care o putem stabili cu certitudine prin măsurători efectuate „la faţa locului", adică pe Pămînt, este ignorată cu desăvîrşire de teoria actuală a gravitaţiei. În aceste condiţii, cititorul nu va fi surprins de faptul că în domeniul geomagnetismului, gravitovortexul îşi va găsi — cum vom vedea în secţiunile următoare — cele mai directe şi deci cele mai convingătoare dintre verificările sale „terestre".

Variaţiile cîmpului geomagnetic pot fi împărţite în două categorii principale, ambele depinzînd de „activitatea" Soarelui la un moment dat: variaţii *calme*, regulate, care apar în perioadele cînd „activitatea" solară este moderată (ele se numesc variaţii *Sq* de la englezescul *Sun quiet*, care înseamnă Soare calm) şi *perturbaţii* (furtuni sau subfurtuni magnetice), care sînt înregistrate în perioadele de intensă „activitate" solară.

Noţiunea de „activitate" solară poate avea un conţinut foarte complex, dar în mod uzual ea este direct asociată cu apariţia petelor pe discul Soarelui. Aceste „pete" reprezintă de fapt uriaşe vîrtejuri materiale locale, a căror rază poate atinge $3 \cdot 10^9$ cm (ca de exemplu marea pată unipolară *MW* 6 618) şi a căror principală caracteristică fizică detectabilă de pe Pămînt o constituie cîmpul lor magnetic foarte intens. Astfel cîmpul H al grupului de pete solare *HN* 6 725 a fost de 3 900 u.e.m. CGS, iar momentul magnetic corespunzător $P = 5 \cdot 10^{31}$ gauss cm³, cu mult mai mare deci decît momentul magnetic terestru.

Petele solare apar spontan ca rezultat al unor procese care au loc în interiorul adînc al Soarelui (v. Bjerknes, H. Alfvèn), frecvenţa apariţiei lor prezentînd un maxim după o perioadă de 11 ani (ciclul solar). Durata existenţei unei pete solare este de ordinul săptămînilor sau al lunilor. La începutul formării, o grupă de pete este constituită din două mici pete (sau grupe de mici pete) de polarităţi (magnetice) opuse, situate aproape toate pe aceeaşi paralelă şi separate în longitudine de o distanţă de 3—4 grade. Cele două pete principale cresc rapid şi pot să se separe pînă la o distanţă de 10° sau

mai mult. După circa o săptămînă de creştere rapidă, ele ating dezvoltarea maximă, după care urmează un declin lent pînă la dispariţia completă.

Aşa cum a demonstrat Halle, Soarele posedă pe lîngă cîmpul său gravitaţional şi un cîmp magnetic general, al cărui moment magnetic corespondent este $P = 8{,}9 \cdot 10^{33}$ gauss cm^3; în largul acestui cîmp se mişcă — în diverse planuri şi cu parametri dinamici diverşi — planetele sale, printre care şi planeta Pămînt. Asemenea mişcări regulate, dar foarte variate, dau naştere unor adevărate efecte electromagnetice interplanetare, deoarece după cum se ştie din legea lui Faraday, un cîmp magnetic variabil este intrinsec asociat cu un cîmp electric variabil; dacă A este potenţialul vector al cîmpului magnetic, cîmpul electric asociat este atunci egal cu $-\partial A/c\partial t$ (în unităţi electrostatice), unde c este viteza luminii. În aceste condiţii putem înţelege global, într-o primă abordare calitativă, variaţiile calme, lente, ale cîmpului geomagnetic, observate experimental, ca şi alte efecte electromagnetice planetare (§ 12.2).

Apariţia spontană a unor pete solare al căror cîmp magnetic presupune un moment suplimentar de 10^{31}—10^{32} gauşi cm^3, adică aproape de acelaşi ordin de mărime cu momentul magnetic al Soarelui, va provoca evident o puternică perturbaţie a cîmpului electromagnetic interplanetar şi această perturbaţie o resimţim pe Pămînt sub forma unei „furtuni" magnetice. Un cîmp magnetic **H** corespunde unei energii magnetice $H^2/8\pi$ erg/cm^3; în centrul unei pete solare, unde cîmpul are, de exemplu, o intensitate de 3000 u.e.m. CGS, această energie este egală cu $3{,}6 \cdot 10^5$ erg/cm^3, adică este de aproximativ 100 000 de ori mai mare decît energia radiată normal de Soare pe cm^2 şi pe secundă. Este evident că perturbaţiile înregistrate pe Pămînt atunci cînd — funcţie de poziţia sa relativă — acesta întîlneşte un astfel de „fascicul" intens de energie, pot fi foarte mari, adevărate şocuri, care se resimt la scara întregii planete.

Analiza armonică sferică a rezultatelor măsurătorilor magnetismului terestru arată că variaţiile *Sq* sînt la rîndul lor foarte diferite. Dacă urmărim aceste variaţii în decursul unui interval scurt (de ordinul zilelor, de exemplu) se poate observa că acestea au un caracter periodic, perioadele, amplitudinile şi fazele lor fiind însă extraordinar de diferite. Dacă însă le urmărim pe o perioadă mai îndelungată (de ordinul cîtorva ani), determinînd în fiecare an valorile anuale medii, este uşor de stabilit că aceste valori anuale medii se schimbă, de asemenea, dar prezintă deja o variaţie cvasimonotonă, periodicitatea lor evidenţiindu-se numai pe o perioadă foarte mare de observaţii, de ordinul cîtorva sute de ani. La limită, au fost revelate chiar variaţii absolut monotone, neperiodice: de exemplu, s-a stabilit — din date paleomagnetice (§ 12.3.4) — că momentul magnetic al Pămîntului a scăzut permanent de-a lungul întregii sale existenţe (conform gravitovortexului aceasta reflectă îndepărtarea permanentă a acestei planete de Soare, mişcare comună — aşa cum am văzut — tuturor planetelor sistemului nostru solar).

Una din virtuţile analizei armonice sferice este aceea că poate localiza — prin prelucrarea matematică adecvată a rezultatelor măsurătorilor variaţiilor magnetice la suprafaţa Pămîntului — „sursa" acestor variaţii: *sub* această suprafaţă, adică în interiorul Pămîntului, sau *deasupra* ei, adică în straturile înalte ale atmosferei. Astfel s-a dovedit că *variaţiile Sq relativ rapide care au un caracter periodic, au ca sursă ionosfera, în timp ce variaţiile Sq foarte lente, care au căpătat denumirea de variaţii seculare, sînt legate de cauze existente în interiorul globului terestru* şi, după toate probabilităţile, aceste

cauze (necunoscute) sînt identice cu cele care provoacă şi cîmpul geomagnetic principal.

De aceea s-a adoptat uzanţa de a se considera cîmpul magnetic terestru împărţit în două părţi, după poziţia „sursei" care îl generează: *cîmpul magnetic principal şi variaţiile sale seculare, care au ca surse cauze „interne" şi cîmpul magnetic variabil de provenienţă „externă"*. Să analizăm în continuare reprezentările actuale ale geofizicii cu privire la aceste surse ale cîmpului geomagnetic.

În figura 128 se prezintă rezultatele măsurătorilor privind variaţia declinaţiei magnetice D în decursul a 24 de ore, executate la observatorul Löwe (Scandinavia) în decursul unui an. Declinaţia magnetică indică — în orice moment şi în orice loc — direcţia meridianului geomagnetic şi respectiv direcţia în care sînt situaţi polii geomagnetici; după cum se vede această direcţie este variabilă periodic în decursul a 24 de ore. Înregistrările arată deci faptul că *poziţia polului magnetic boreal nu este fixă în sistemul geografic de coordonate*, deoarece altfel curba declinaţiei magnetice ar trebui să fie o linie dreaptă care ar indica poziţia invariabilă în timp a acestui pol.

În realitate şi în contradicţie cu reprezentările actuale, *polul geomagnetic se deplasează în raport cu staţia de observare de o parte şi de alta a unei poziţii fixe, ca şi cînd vectorul moment geomagnetic* **P** *ar executa o mişcare de precesie în jurul unei axe fixe.* Amplitudinile deplasării periodice (24 ore) a polului geomagnetic sînt variabile după sezonul în care se execută măsurătoarea, ele sînt mai mari vara decît iarna şi ating la Löwe circa 10′, dar la alte staţiuni, situate pe alte latitudini, ele pot fi chiar duble.

Dipolul lui Gauss este, după cum ştim, fix în sistemul geografic de coordonate, el nu poate executa mişcarea de precesie care ar putea să explice deplasarea diurnă observată a polului geomagnetic; în consecinţă geofizica a trebuit să caute alte explicaţii pentru aceste variaţii. Analiza armonică sferică arată că asemenea variaţii sînt „externe" suprafeţei terestre, adică sînt datorate unor cauze situate în atmosfera Pămîntului. În plus, aşa cum se vede în figura 128, maximul lor apare legat direct de poziţia Soarelui la meridian, adică de ora locală.

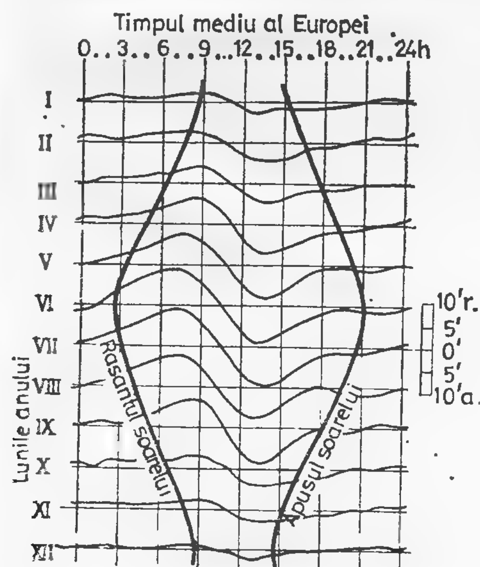


Fig. 128. Variaţia diurnă a declinaţiei magnetice D, înregistrată în decursul unui an (1937) la observatorul Löwe.

Nu a fost greu să se presupună, încă demult, faptul că variația diurnă a cîmpului geomagnetic este datorată unor curenți electrici care trebuie să ia cumva naștere în atmosfera înaltă sub acțiunea Soarelui. Producerea și menținerea unor asemenea curenți este însă condiționată — independent de mecanismul de generare a forței electromotoare necesare — de buna conductibilitate electrică a mediului, adică a straturilor atmosferei superioare.

Astfel, pe baze geomagnetice, a fost postulată, pentru prima dată, existența ionosferei, care ulterior a fost demonstrată de la distanță prin analiza particularităților de propagare a undelor radio reflectate de ea, și prin sondaje electromagnetice organizate special, iar, recent, prin determinări „la fața locului" efectuate cu ajutorul rachetelor și sateliților artificiali. În prezent, ionosfera constituie o componentă clar demonstrată a atmosferei înalte, avînd o structură foarte complicată.

O imagine suprasimplificată a acestei ionosfere este prezentată în figura 129. La altitudini între circa 100 și 400 de kilometri gazele care alcătuiesc atmosfera sînt ionizate în special sub influența radiațiilor electromagnetice cu lungimi de undă mici, emise de Soare, radiațiile ultraviolete și X, devenind astfel bune conducătoare de electricitate și prezentînd o stratificare caracteristică. În afară de așa-numitul strat D, situat în partea inferioară a ionosferei, care nu este reprezentat în figură, există un strat E, continuu în partea luminată a Pămîntului, dar prezentînd mari discontinuități în timpul nopții (stratul sporadic E_s) și un strat continuu peste tot F, care este afectat de o dedublare în timpul zilei, manifestîndu-se de fapt ca două straturi distincte F_1 și F_2.

Dacă ar apărea o forță electromotoare, aceste straturi bune conducătoare ar deveni sediul unor curenți electrici. Este evident că o astfel de forță electromotoare nu poate apărea decît dacă cîmpul magnetic în care sînt plasate aceste straturi ar fi variabil. *Un caz foarte natural ar fi acela în care dipolul magnetic al Pămîntului nu ar fi un vector fix, ci ar executa o mișcare de precesie în jurul unei axe fixe, așa cum par să sugereze direct măsurătorile magnetometrice*, dar geofizica actuală nu dispune de nici un motiv fizic care să justifice o astfel de precesie, dipolul lui Gauss rămîne deci în continuare un vector constant.

Variabilitatea cîmpului magnetic în atmosfera înaltă ar putea însă să rezulte și din mișcarea efectivă a straturilor ionosferice în cîmpul magnetic presupus constant. În consecință, s-a imaginat *deplasarea mecanică a acestor straturi în cîmpul magnetic sub acțiunea de maree exercitată de Soare și de Lună*. Această deplasare gravitațională provoacă apariția unor forțe electromotoare de inducție, care determină producerea unor curenți electrici în ionosferă, în „partea de zi" a ei.

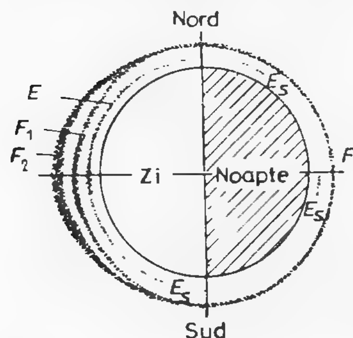


Fig. 129. Straturile ionosferei.

În figura 130 este prezentată o schemă globală a sistemelor de curenţi ionosferici *Sq* în partea de zi a Pămîntului, conform interpretărilor actuale ale geofizicii. În fiecare emisferă există astfel cîte un vîrtej de curent al cărui centru este situat aproximativ la latitudinea magnetică de circa 30° pe meridianul de zi-amiază. Această dispunere a sistemelor de curenţi rămîne constantă în raport cu Soarele, dar Pămîntul face *sub* această distribuţie rotaţia sa diurnă de 24 de ore de la stînga la dreapta.

Vectorul moment magnetic al lui Gauss, care reprezintă cîmpul magnetic principal (constant) al Pămîntului, are o poziţie fixă în sistemul geografic de coordonate, adică el se roteşte odată cu Pămîntul în raport cu sistemul de curenţi electrici ionosferici şi dedesubtul acestui sistem. Datorită acestei mişcări relative, un cîmp magnetic variabil este indus de către curenţii ionosferici la suprafaţa Pămîntului şi în interiorul său, cîmp care, suprapunîndu-se peste cîmpul reprezentat de dipolul lui Gauss, ar da, împreună cu acesta, structura cîmpului magnetic terestru real, a cărui expresie matematică este sintetic redată de relaţia (12.44).

Se observă din această reprezentare oferită de geofizica actuală cum această entitate fizică, care este fenomenul magnetic planetar, caracteristic (după cum arată măsurătorile executate de multe misiuni spaţiale) tuturor planetelor sistemului solar şi sateliţilor lor, este împărţit în mod cu totul arbitrar în două „părţi“ distincte, avînd cauze distincte: una (80%) reprezentată de dipolul lui Gauss datorată unor cauze „interne“, cealaltă (20%), dată de curenţii ionosferici şi reprezentînd cîmpul variabil, datorată unor cauze „externe“ (mareele solare şi lunare). Presupunînd că aceste două „cauze“ ar fi pe deplin elucidate (ceea ce nu este deloc cazul în realitate) nu putem să nu remarcăm faptul că neputînd stabili nici o legătură directă între cele două părţi ale aceluiaşi fenomen planetar care este magnetismul terestru, geofizica este lipsită în fond de posibilitatea înţelegerii coerente a acestui fenomen.

Din înregistrarea variaţiei diurne a cîmpului geomagnetic (fig. 128) rezultă că valorile maxime se obţin în cursul zilei în jurul orei 12,00, dar că există, de asemenea, variaţii (de amplitudine mai mică) chiar şi în timpul nopţii. În consecinţă, va trebui să fie determinaţi (conform legilor electromagnetismului) şi curenţii electrici ionosferici *Sq*, care corespund acestor

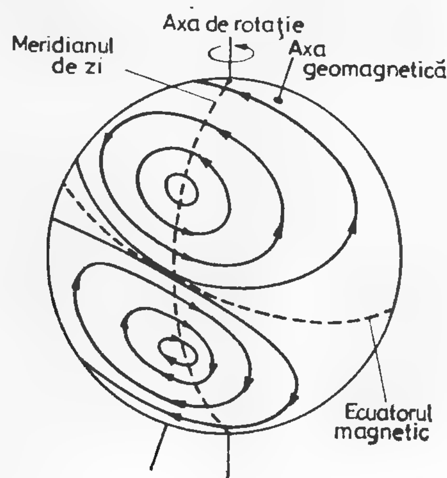


Fig. 130. Curenţii ionosferici în partea de zi a Pămîntului.

variații nocturne. În figura 131 este prezentat sistemul complet de curenți electrici ionosferici corespunzînd variațiilor cu perioada de 24 de ore ale cîmpului magnetic terestru, atît în partea de zi a Pămîntului cît și în partea de noapte.

Din examinarea figurii rezultă că avem de fapt nu două, ci *patru* centre de vîrtej situate două cîte două respectiv în partea de zi și în cea de noapte a Pămîntului. Cu toate că densitatea de curent într-un anumit punct al ionosferei este foarte mică, curentul total care întretaie suprafața meridiană dintre focarul de nord și cel de sud (în partea de zi) este de circa 120 000 amperi (cifrele indicate în dreptul liniilor de curent reprezintă intensitățile curenților în 10^3 amperi). Se observă că cele patru centre de vîrtej au intensități egale două cîte două, respectiv în partea de zi și în cea de noapte a Pămîntului; dacă ținem cont și de sensul de rotație al acestor curenți, putem deduce faptul că cele patru vîrtejuri de curent sînt în mod evident datorate mișcării de precesie (în medii cu conductibilitate electrică diferită) cu perioada de 24 de ore, a două momente magnetice dipolare egale, pe care le notăm convențional cu $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$ și pe care le-am figurat cu totul simbolic pe figura 131.

Dar geofizica actuală nu dispune de posibilitatea de a justifica nici existența și nici precesia celor doi vectori $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$. În consecință, ea ne furnizează cunoscuta explicație asupra cauzelor apariției acestor curenți: mareele solare și lunare. Această explicație cvasiunanim acceptată nu îi satisface însă pe geofizicieni. Într-adevăr, cum s-ar putea înțelege coerent faptul că mareele provocate de Soare, care sînt de circa patru ori mai slabe decît cele provocate de Lună, dau curenți ionosferici care sînt de zece ori mai puternici decît cei produși de mareele lunare?

Analiza armonică sferică a rezultatelor măsurătorilor magnetometrice arată — cum am văzut mai sus — că o parte din cîmpul geomagnetic variabil, circa o treime, își are sursa în interiorul Pămîntului. Pe baza aceleiași echi-

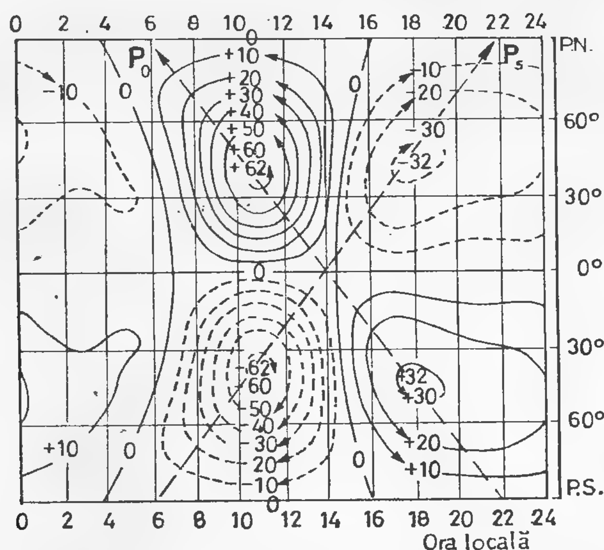


Fig. 131. Sistemul complet de curenți electrici din ionosferă, echivalent cu variațiile geomagnetice (*Sq*), observate la echinocții.



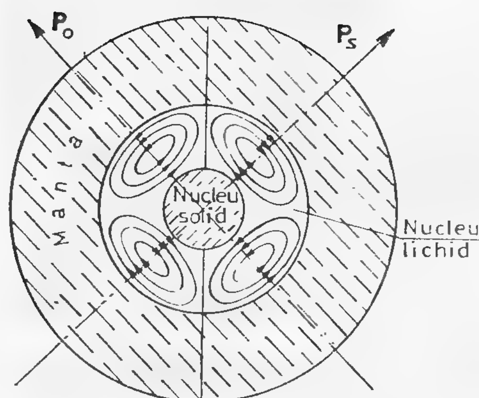


Fig. 132. Distribuția curenților electrici în nucleul Pămîntului (curenții telurici) după C.E. Bullard.

valențe dintre un cîmp magnetic și un sistem de curenți, cunoscută din legile electromagnetismului, această sursă a fost identificată cu un sistem adecvat de curenți electrici, care iau naștere în interiorul adînc al Pămîntului (curenții telurici). Corespunzător variațiilor geomagnetice înregistrate, Bullard * a calculat sistemul de curenți echivalent, prezentat în figura 132.

Sistemul de curenți telurici calculat de Bullard, utilizînd ecuațiile magnehidrodinamicii, indică, după cum se vede, exact aceeași mișcare de precesie a „misterioaselor“ momente magnetice pe care le-am botezat $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$, necunoscute încă în geofizica actuală. Dacă comparăm între ele figurile 130, 131 și 132, mai intuitiv, dacă suprapunem tridimensional și la scară aceste reprezentări, concluzia de mai sus este absolut evidentă. Am avea astfel dintr-o dată o explicație comună pentru întregul cîmp geomagnetic variabil observat, cu condiția să știm ce reprezintă de fapt vectorii $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$.

Geofizica nu poate însă să utilizeze acest model și, în consecință a elaborat un altul. Conform acestui model și în acord cu datele experimentale, interiorul Pămîntului se rotește în jurul axei de rotație cu o viteză mai mică decît învelișul său exterior, diferența de viteză fiind egală cu așa-numita *derivă vestică* (§ 12.5). Ca urmare, între nucleul solid și mantaua exterioară iau naștere (în nucleul lichid) sistemele de vîrtejuri dispuse în planuri meridionale, așa cum sînt prezentate în figura 132. Așadar, nici între cauza „externă“ și cea „internă“ a părții variabile a cîmpului geomagnetic nu se poate stabili o legătură fizică oarecare.

Și pentru că tot a venit vorba de cauze, să analizăm pe scurt reprezentările geofizicii privind originea părții principale a cîmpului magnetic terestru Trebuie să precizăm de la început că nu există încă o reprezentare clară, *coerentă și unanim acceptată, asupra acestei origini*. De-a lungul anilor au fost propuse desigur multe teorii, care fie că au sucombat în fața noilor rezultate de observație, fie că au fost trecute „în rezervă“ din lipsa unor suficiente confirmări empirice, sau datorită imposibilității de a explica un număr suficient de fenomene geomagnetice observate. Și astfel, acest fenomen planetar care este cîmpul magnetic terestru, de importanță majoră atît pentru cunoașterea științifică în general, cît și pentru exploatarea economică a resurselor naturale de materii prime, a rămas în continuare un fenomen practic neexplicat.

---

* Bullard E.C., Gellman H., „Phil. Trans. Astr. Soc.“, Geophys. suppl., t. 6, 401, 1952

Teoriile propuse pot fi clasificate în două categorii [84]: specifice și fundamentale. O teorie specifică, care respectă în întregime conceptele și interpretările actuale ale fizicii, atribuie cîmpul magnetic al unui corp în rotație proprietăților electromagnetice, termice sau mecanice ale materialului care îl alcătuiește, corespunzător diferitelor stări fizice ale acestui material. Teoriile specifice pot fi împărțite în trei categorii și anume:

1) se poate atribui cîmpul magnetic unei *susceptibilități magnetice* a materialului, mai mult sau mai puțin ridicată;

2) se poate atribui cîmpul magnetic unei *sarcini electrice* interne în rotație;

3) în sfîrșit, se poate presupune existența unor *curenți electrici* în interiorul globului terestru (curenți telurici), care ar da naștere cîmpului magnetic observat.

Teoriile specifice din prima categorie au fost abandonate de mult, deoarece s-a dovedit că temperatura internă a Pămîntului este cu mult superioară punctului Curie al oricărui material cunoscut.

O teorie din cea de a doua categorie a fost propusă de Sutherland [205] în 1904; el presupunea că Pămîntul este încărcat pozitiv și uniform în interior și negativ la suprafață, astfel încît să nu existe o sarcină electrică totală. Această separare ar fi de ordinul 10^{-3} (unități electrostatice) sau 10^{6} electroni/cm^{3}, ea ar produce în interiorul Pămîntului un cîmp electric de ordinul a 10^{8} volt/metru, valoare care depășește cu mult constanta dielectrică a oricărui material cunoscut.

Ar fi, de asemenea, posibil ca separarea sarcinilor, necesară pentru a produce cîmpul magnetic terestru să fie datorată forțelor Coulomb acționînd la mare distanță, așa cum a propus Schlomka* în 1953, sau unor forțe acționînd de aproape, așa cum sînt cele responsabile de proprietățile electrice ale materiei, teorie propusă de Haalk **.

A treia categorie de teorii, care atribuie cîmpul geomagnetic unor curenți telurici, reține în mod constant atenția geofizicienilor. Conform legilor electromagnetismului, asemenea curenți reprezintă însă numai un *echivalent* al cîmpului magnetic observat; ei pot fi calculați din valorile observate ale cîmpului geomagnetic tocmai datorită acestei echivalențe. În felul acesta, problema originii cîmpului geomagnetic nu este rezolvată, ci este numai *înlocuită* cu problema curenților electrici echivalenți.

În 1939 Elsasser a propus o teorie care atribuie originea acestor curenți unui efect termoelectric produs prin diferență de temperatură în mediul fluid al nucleului ca urmare a unor curenți de convecție. În 1945 Frenkel invocă un mecanism de selfinducție, conform căruia formarea curenților în nucleul Pămîntului trebuie să aibă loc prin inducție, ca urmare a mișcării de vîrtej a nucleului în cîmpul magnetic (teoria dinamoefectului). Dar, după cum arată Cowling, Lamb [183] ș.a., asemenea mecanisme propuse încă de Larmor (1919) nu au o bază fizică corespunzătoare și nici capacitatea de a explica coerent întregul ansamblu de fenomene care caracterizează cîmpul geomagnetic real.

În ceea ce privește cea de a doua categorie de teorii asupra originii magnetismului terestru, cele fundamentale, care presupun *încălcarea legilor actuale ale fizicii* și care au o legătură directă cu gravitovortexul, despre ele vom vorbi mai pe larg în secțiunea care urmează.

---

* Schlomka G., „Gerlands Beitr. Geophys.", 38, 357, 1933.

** Haalk Z., „Phys.", 105, 81. 1937.

Încheind deocamdată aici succinta noastră prezentare privind interpretarea actuală a cîmpului magnetic terestru (despre perturbații vom discuta în secțiunea următoare) vom sublinia încă o dată caracterul cu totul convențional al acestei interpretări, eclectismul și incoerența sa și mai ales, arbitrariul în ceea ce privește definirea unor mărimi și concepte fizice caracteristice în raport cu cele reale, așa cum sînt, de exemplu, conceptele de pol geomagnetic, axă geomagnetică etc.

Să încercăm, de exemplu, localizarea poziției geografice pe glob a polului magnetic boreal („nord") conform interpretărilor actuale, pol mult mai bine cunoscut decît antipodul său austral. Ne vom servi în acest scop de harta magnetică din figura 126, care reprezintă distribuția planetară observată a intensității totale H a cîmpului magnetic terestru pentru epoca 1965.0.

Mai întîi să observăm faptul că polul „nord" magnetic al Pămîntului ar trebui să coincidă cu polul nord geografic, conform mai tuturor teoriilor actuale asupra originii cîmpului geomagnetic. Există deci o primă poziție geografică (N_1), teoretică, a polului „nord" magnetic terestru. Dacă însă vom considera cîmpul geomagnetic reprezentat, conform interpretărilor uzuale, de dipolul lui Gauss (a cărui direcție a fost precizată mai sus), vom avea o a doua poziție geografică a polului magnetic boreal (N_2), situată undeva în vestul Groenlandei, în regiunea strîmtorii Smith.

Poziția geografică a polului magnetic boreal ar putea desigur să fie descoperită și experimental, deoarece în acest punct geografic înclinația magnetică trebuie să fie de 90°. Acest pol, determinat prin măsurători directe, este situat în prezent în nordul Canadei, la nord-vest de țara lui Baffin (N_3) și el este considerat ca polul magnetic „real" al Pămîntului. Polul nord magnetic „real" a fost descoperit de căpitanul James Ross în iulie 1831, care a observat la latitudinea de 70°5'17" și longitudinea 96°45'48" că acul aparatului său se fixează în acest punct sub un unghi de 90° față de orizont. Acest pol magnetic descoperit de Ross se află însă la mai mult de 8° latitudine spre sud, de polul nord „real" actual, dar putem acorda serioase circumstanțe atenuate acestei „erori"; înclinația magnetică se modifică, într-adevăr, foarte lent în apropierea polului magnetic, la trecerea de la un punct geografic la altul și determinările sînt deci destul de dificile.

Nici declinația magnetică nu oferă posibilități mai precise de determinare în această zonă a Pămîntului. Acul magnetic ce se rotește liber în plan orizontal se poate fixa — la polul magnetic — în orice poziție, deoarece aici noțiunea de meridian magnetic își pierde sensul, în timp ce meridianul geografic are o direcție precisă. În jurul polului geografic, meridianele geografice își schimbă direcția de la 0° la 360° în timp ce meridianul magnetic are o direcție precisă. Ca urmare, în zona polurilor magnetice și geografice, declinația — care reprezintă unghiul dintre meridianul geografic și cel magnetic — devine nedeterminată și poate lua orice valoare în limitele 0°—360°.

Dar tot la polul magnetic intensitatea cîmpului trebuie să fie maximă (H_p); după cum se vede în figura 126 există însă în emisfera boreală două astfel de zone geografice, dintre care nici una nu coincide cu polii magnetici definiți mai sus. Astfel vom avea un nou pol magnetic boreal situat în Canada la nord-vest de golful Hudson (N_4) și un altul situat undeva pe meridianul opus în. . . nord-estul Siberiei (N_5).

Așadar, există cel puțin cinci poziții geografice — ca să spunem așa — „oficiale" ale polului „nord" magnetic al Pămîntului! Dacă la toate acestea adăugăm faptul experimental că la orice latitudine poziția meridianului magnetic este în orice moment variabilă (variație diurnă, anuală, unde-

cenală etc.) și că în timpul marilor furtuni magnetice această poziție devine practic nedeterminată, înțelegem simplu că localizarea geografică strictă a polilor magnetici ai Pămîntului conform interpretărilor actuale, a axei geomagnetice, ca și a altor parametri caracteristici, reprezintă o pură convenție, care, după cum rezultă din cele de mai sus nu strălucește printr-o deosebită coerență.

Am văzut cum ecuatorul geomagnetic definit în mod uzual cu ajutorul componentei orizontale, nu are nici un corespondent real, în loc să înconjure Pămîntul el se închide de fapt în jurul unui punct (*L*, fig. 126). Desigur, putem menține o definiție strictă a ecuatorului magnetic real, el poate fi determinat clar de izoclina $I = 0$ și izodinama $Z = 0$, dar acest ecuator real are un traseu foarte neregulat la suprafața Pămîntului, inutilizabil pentru o reprezentare cît de cît coerentă.

Nici cu axa suport a dipolului lui Gauss (axa geomagnetică) lucrurile nu stau mai bine: această „axă reală" nici nu trece măcar prin centrul Pămîntului, ci la circa 1 100 km de acest punct. Dacă urmărim lucrările de specialitate publicate putem constata că poziția acestei axe este mereu corectată pentru a se interpreta „cît mai bine" cîmpul magnetic real. Dar cum ar putea fi interpretat bine cu ajutorul acestei axe un cîmp a cărui caracteristică definitorie determinată experimental este tocmai *asimetria* sa?

Imaginea statică, dipolară, a cîmpului magnetic terestru oferită de geofizica actuală nu este departe, în fond, de vechea imagine oferită de Gilbert, care, în mod evident, nu corespunde în mod satisfăcător imaginii reale a acestui cîmp magnetic. Simpla analiză calitativă a datelor prezentate în această secțiune și care stau la baza interpretării clasice, ne arată faptul că structura cîmpului magnetic terestru este mai degrabă *cvadrupolară* decît dipolară și că ea nu este o structură statică, ci una *dinamică*.

Într-adevăr, interpretarea valorilor măsurate ale cîmpului geomagnetic cu ajutorul analizei armonice sferice permite — cum am văzut — reprezentarea globală a acestui cîmp prin ecuația generală (12.44). Dipolul lui Gauss, care este fix în sistemul de coordonate geografice și care reprezintă coloana vertebrală a interpretării actuale a cîmpului geomagnetic, este furnizat numai de primii trei termeni ai ecuației (12.44). Dacă însă vom considera și următorii doi termeni ai dezvoltării în serie de armonice ai acestei ecuații, cîmpul geomagnetic va fi reprezentat de un *cvadrupol*, cu încă doi termeni de un *octopol* ș.a.m.d. Rezultă deci că structura cîmpului magnetic terestru pare a fi *multipolară*.

Desigur valoarea relativă a termenilor de ordin superior scade mult, dar din cele de mai sus se vede bine că dipolul nu este altceva decît o *primă aproximație* și că, oricum cvadrupolul este o aproximație mai bună, care trebuie avută în vedere atunci cînd încercăm să îmbunătățim reprezentările noastre asupra cîmpului magnetic terestru. O astfel de reprezentare cvadrupolară a cîmpului geomagnetic, care permite o interpretare mai coerentă a datelor de observație și măsurătoare, este oferită de gravitovortex și despre ea vom vorbi pe larg în secțiunea care urmează.

Imaginea gravitovortex a cîmpului magnetic terestru și a multiplelor sale manifestări diferă profund de cea clasică, este o reprezentare inedită. Interpretînd în mod neconvențional mișcarea gravitațională în general, și mișcarea planetară în special, gravitovortexul nu ar putea să ne conducă

către o reprezentare convențională a magnetismului terestru. Magnetismul nu este decît un efect al mișcării relative a sarcinilor electrice, sarcini pe care le posedă — conform gravitovortexului — toți aștrii sistemului solar, deci inclusiv planeta noastră, Pămîntul.

12.3.2. Imaginea gravitovortex a cîmpului magnetic terestru

Știința nu este, nu poate fi, o colecție de dogme, oamenii de știință au fost confruntați adesea cu necesitatea de a adopta puncte de vedere cu totul neconvenționale pentru a explica anumite fenomene naturale, care nu puteau fi înțelese coerent conform reprezentărilor uzuale (convenționale). Este un proces firesc, care, în perspectivă istorică, apare nu numai justificat, dar și absolut indispensabil pentru progresul cunoașterii științifice.

Un astfel de proces a avut loc relativ recent și în domeniul teoriei cîmpului magnetic terestru. Exasperați probabil de faptul că nici una dintre nenumăratele tentative făcute pe parcursul a aproape 400 de ani pentru explicarea acestui cîmp — bazate evident pe legile cunoscute ale naturii — nu a reușit, oamenii de știință nu au ezitat să încerce folosirea unor legi noi, *inventate special pentru explicarea cîmpului magnetic terestru.*

Profesorul P.M.S. Blackett numește *fundamentală* acea teorie care poate descrie structura observată a cîmpului geomagnetic, cu ajutorul unor legi necunoscute sau nevalidate încă de fizica teoretică. El însuși a dezvoltat o astfel de teorie, care a devenit curînd celebră și care a constituit pentru geofizică gloria anilor '50. Această teorie s-a născut din aceeași credință secretă a fizicienilor că între gravitație și electricitate trebuie să existe — în pofida lipsei de dovezi incontestabile — o legătură directă și are la bază cîteva coincidențe numerice empirice care, *în ultimă instanță pot fi interpretate, complet cu ajutorul relației gravitovortex* $e = \sqrt{G_0}m$.

După cum se vede, Blackett și împreună cu el o serie întreagă de fizicieni purtînd nume foarte cunoscute, au considerat că acest fenomen fundamental care este magnetismul planetar este suficient pentru a impune el însuși o nouă lege a fizicii. Pe parcursul lucrării de față noi am dedus această nouă lege din principiile generale ale gravitovortexului și din mișcarea observată a planetelor și am demonstrat validitatea ei în multiple ipostaze „nemagnetice". În această secțiune, dedicată magnetismului planetar, vom avea deci posibilitatea nu numai de a regăsi în mod natural concluziile lui Blackett, dar și aceea de a le evalua în mod critic și de a încerca să înlăturăm cîteva dintre obstacolele care au barat pînă la urmă calea pe care o pornise teoria sa.

Se impune, din nou, o scurtă digresiune istorică, cu scopul de a marca etapele mai importante care au dus la elaborarea acestei teorii. Pentru a nu coborî prea mult în trecut, putem să fixăm ca o primă etapă motivarea pe care Lorentz a reușit să o dea la sfîrșitul secolului trecut în ceea ce privește natura electrică a forțelor gravitaționale (cap. 11). Deși nu s-a concretizat propriu-zis într-o teorie strict coerentă, tentativa lui Lorentz a avut darul de a stimula pe geofizicieni în căutarea unor rezolvări neconvenționale a insolubilei probleme privind originea cîmpului magnetic terestru.

Astfel, în perioada (1900—1908) N. Sutherland a elaborat o serie de lucrări [205] asupra originii cîmpului geomagnetic, în care ideea de bază o constituie ipoteza că acest cîmp este datorat — conform legilor electromagnetismului — mișcării de rotație diurnă a unor sarcini electrice terestre,

pozitive în interiorul Pămîntului și negative la suprafața sa. Sarcina electrică necesară ar fi de aproximativ 10^{24} u.e.s., dar cîmpul electric creat de o astfel de separare de sarcină ar fi de circa 10^8 volți/cm, ceea ce depășește permitivitatea dielectrică a oricărui material cunoscut. Sutherland observă totuși că *această separare de sarcină ar avea exact valoarea necesară, dacă am presupune că cîmpul gravitațional ar acționa conform teoriei electromagnetice clasice a lui Lorentz.* A fost prima coincidență empirică „stranie" dintr-un lanț de asemenea coincidențe, care aveau să fie relevate, de asemenea empiric, mai tîrziu.

Dar un cîmp gravitațional nu poate să acționeze — în sens clasic — conform teoriei lui Lorentz, deoarece mișcarea masei gravitaționale guvernată de teoria gravitației (această masă este singura calitate a corpurilor cerești recunoscută „oficial") nu presupune apariția unor efecte magnetice, așa cum este cazul cu mișcarea sarcinilor electrice, guvernată de teoria electromagnetismului. *Stricto sensu*, teoria gravitației refuză corpurilor cerești de a avea un cîmp magnetic propriu, ea ignoră astfel de cîmpuri în general și cîmpul magnetic terestru în special. Cîmpul geomagnetic este datorat probabil unor cauze strict locale, negravitaționale, așa cum sînt de exemplu curenții telurici sau ionosferici, a căror mișcare nu are nici o legătură cu mișcările gravitaționale generale ale planetei noastre.

Totuși A. Schuster suspecta Soarele încă de prin 1890 — din cauza formei polare a coroanei solare — că ar avea un cîmp magnetic propriu. De aceea, descoperirea experimentală în 1908 a cîmpului magnetic al petelor solare de către Halle i s-a părut lui Schuster a fi o confirmare a ipotezei sale și, în 1912, el emite [194] ideea că *orice corp masiv în rotație ar putea să posede un cîmp magnetic.* Spre deosebire de zilele noastre, în care existența cîmpurilor magnetice ale corpurilor cerești a devenit — prin obișnuință — un concept banal, la începutul secolului această idee apărea de-a dreptul revoluționară pentru fizicieni (desigur mai puțin specializați decît cei de astăzi, dar, poate tocmai din acest motiv mai preocupați de coerența reprezentărilor lor globale), deoarece ea contrazicea direct ideile fundamentale ale teoriei gravitației, care presupune cîmpul gravitațional ca unic mod de interacțiune între corpurile cerești.

În 1918, la doi ani după ce Einstein pusese deja definitiv bazele teoriei sale a gravitației, Halle, Seares, von Maanen și Ellerman descoperă experimental cîmpul magnetic general al Soarelui. Această descoperire marchează, după părerea noastră, o dată de referință în istoria științei, a cărei importanță fundamentală prin implicațiile sale nu a fost suficient subliniată și analizată. Oricum, evaluările cantitative care au rezultat i-au permis lui H. A. Wilson [229] să constate, din nou empiric și în cazul Soarelui, aceeași coincidență „stranie" pe care Sutherland o revelase în cazul Pămîntului. El observă anume că *momentele magnetice P și momentele cinetice unghiulare $\mathfrak{M}$ ale Soarelui și Pămîntului se află în următorul raport*

$$\frac{P}{\mathfrak{M}} \sim 10^{-15} = \text{const}, \tag{12.48}$$

care cantitativ poate fi scris și astfel

$$\frac{P}{\mathfrak{M}} = \beta \frac{G}{2c} = \text{const}, \tag{12.49}$$

unde β este un factor de ordinul unității, iar c este viteza luminii. Pe o astfel de bază cantitativă empirică H. A. Wilson emite ipoteza că *acest raport este*

caracteristic tuturor corpurilor cerești în rotație; exact aceeași ipoteză este propusă independent și de H. Angenheister în 1925.

Aceasta este însă o ipoteză extraordinară, deoarece corpurile cerești, printre care numărăm și Pămîntul, sînt presupuse a fi — conform teoriei gravitației și fizicii în general — neutre din punct de vedere electric; or, după cum am văzut, un raport de forma

$$\frac{P}{\mathfrak{M}} = \frac{e}{2mc} = \text{const} \tag{12.50}$$

este specific mișcării intraatomice a electronului. Prin urmare, ipoteza lui Wilson ar implica direct — *lato sensu* — următoarele consecințe importante:

1) ea dă un suport cantitativ precis vechilor analogii dintre mișcarea planetară și cea intraatomică, respectiv dintre legea lui Newton și cea a lui Coulomb;

2) presupune o sarcină electrică intrinsecă pentru corpurile considerate neutre de fizica actuală;

3) presupune automat o legătură directă între cantitatea de electricitate a unui corp neutru în sens convențional și masa sa, deoarece, așa cum am arătat anterior, expresia (12.50) nu poate fi valabilă pentru un sistem oarecare de sarcini electrice, decît dacă raportul e/m al *tuturor* particulelor care alcătuiesc sistemul este același. Conform gravitovortexului și teoriilor fundamentale în sensul lui Blackett acest raport este egal cu $\sqrt{G_0}$.

Toate aceste consecințe ale ipotezei lui Wilson, rezultată din date empirice, par să sugereze o nouă legătură directă între gravitație și electricitate; este exact legătura pe care o revelează și gravitovortexul și ea presupunea, după cum se vede, o drastică revizuire a legilor și reprezentărilor cunoscute ale fizicii. Cu toate acestea, fizicieni de prestigiu, printre care cităm pe L. Décombe, J. Mariani, E. Prunier și A. Giao, au exploatat din plin această ipoteză extraordinară, elaborînd pe o astfel de bază adevărate teorii ale cîmpurilor magnetice planetare. Totuși, pînă la urmă, ipoteza lui Wilson a eșuat undeva în anonimat, ca și ipoteza lui Wegener a derivei continentale: comunității științifice i se păreau probabil prea puține cele două „coincidențe numerice" revelate în cazul Soarelui și Pămîntului, pentru a trage din acestea concluziile radicale pe care ele le presupuneau.

S-a dus — trebuie să o spunem — o luptă înverșunată împotriva a însăși descoperirii experimentale a lui Halle, a valorilor rezultate pentru cîmpul magnetic solar și chiar a existenței unui astfel de cîmp. Perioada 1920—1947 marchează elaborarea unui mare număr de lucrări publicate și, mai ales, susținute în diverse congrese internaționale, împotriva sau în favoarea descoperirii lui Halle; unii consideră că această dispută, care vizează nu numai existența generală a cîmpurilor magnetice ale corpurilor cerești, dar — pe un plan mai larg — înseși bazele teoriei actuale a gravitației, nu s-a încheiat încă nici la ora actuală.

Dar, ca întotdeauna în dezvoltarea științei, perfecționarea continuă a instrumentelor de observație și măsurare a permis rezolvarea definitivă a problemei, de data asta în favoarea lui Halle, care își exprimase și el convingerea că Soarele și Pămîntul nu ocupă situații privilegiate în spațiu și că *orice stea, mai mult, orice corp masiv în rotație ar trebui să posede un cîmp magnetic propriu.* * El era un practician desăvîrșit și credea cu tărie în faptul

---

*) Halle G.E., *Ten Years Work of a Mountain Observatory*, Carnegie Institution of Washington, 1915.

că marele telescop de pe Mount Wilson, aflat pe vremea aceea încă în stadiu de proiect, avea să îi confirme previziunile.

Lucrurile s-au petrecut întocmai. În 1937 M. Minaert relevă posibilitatea de a măsura efectul Zeeman spectral (care permite punerea în evidență a existenței și mărimii unui cîmp magnetic al unei surse de lumină date) pentru lumina integrată a stelelor aflate în mișcarea de rotație. La capătul a zece ani de cercetări experimentale intense, H. W. Babcock anunță în 1947, la Mount Wilson, prima descoperire — dintr-un lung șir care avea să urmeze — a unui cîmp magnetic stelar. Era vorba de cîmpul magnetic al stelei 78 Virginis din clasa A_2, care are o intensitate polară de 1 500 u.e.m. C.G.S. Ca urmare a propriilor sale măsurători experimentale, *Babcock observă că momentul magnetic al stelei 78 Virginis este și el proporțional cu momentul său unghiular, la fel ca și în cazul Soarelui și al Pămîntului.*

Ipoteza lui Wilson primea astfel, la o nouă scară, o strălucită confirmare experimentală. Într-o remarcabilă serie de lucrări [16, 17] elaborate în perioada 1947—1950, care și-au căpătat rapid o celebritate mondială, P.M.S. Blackett întreprinde un studiu riguros privind precizia cu care ipoteza lui Wilson (12.45) permite interpretarea cîmpurilor magnetice observate ale corpurilor cerești. Un prim set de rezultate obținute astfel sînt prezentate în tabelul 35, unde M și R reprezintă masa și raza astrului, ω viteza unghiulară, $\mathfrak{M}$ momentul unghiular și P momentul magnetic corespunzător intensității polare H_p a cîmpului magnetic măsurat.

Tabelul 35

Astrul	M (g)	R (cm)	ω (s^{-1})	$\mathfrak{M}_0$ ($g\,cm^2 s^{-1}$)	H_p (u.e.m. CGS)	P (gauss cm^3)	$10^{-15}\,\frac{P}{\mathfrak{M}}$
Pămîntul	$6{,}0 \cdot 10^{27}$	$6{,}37 \cdot 10^{8}$	$7{,}3 \cdot 10^{-5}$	$7{,}1 \cdot 10^{40}$	0,62	$7{,}9 \cdot 10^{25}$	1,1
Soarele	$2{,}0 \cdot 10^{33}$	$6{,}97 \cdot 10^{10}$	$2{,}9 \cdot 10^{-6}$	$1{,}1 \cdot 10^{49}$	53	$8{,}9 \cdot 10^{33}$	0,8
78 Virginis	$4{,}6 \cdot 10^{33}$	$1{,}4 \cdot 10^{11}$	$7{,}3 \cdot 10^{-5}$	$2{,}6 \cdot 10^{51}$	150,0	$2{,}1 \cdot 10^{36}$	0,8

După cum se vede, ipoteza lui Wilson este foarte bine verificată, raportul $P/\mathfrak{M}$ are — în limitele erorilor de observație — într-adevăr valoarea 10^{-15}, pentru trei corpuri cerești foarte diferite. Dacă aceasta nu este o stranie coincidență numerică, înseamnă că aceste corpuri posedă — în pofida teoriei actuale a gravitației — sarcini electrice și că mișcarea lor este complet analoagă mișcării intraatomice. Comparînd raportul $P/\mathfrak{M}$ al corpurilor cerești, revelat de ipoteza lui Wilson, cu raportul μ/u al momentului magnetic μ și momentului unghiular u al unui magneton Bohr

$$\frac{\mu}{u} = \frac{e}{2mc} = 0{,}88 \cdot 10^{7}\ \mathrm{cm}^{1/2}\mathrm{g}^{1/2}, \tag{12.51}$$

Blackett calculează raportul

$$\frac{P/\mathfrak{M}}{\mu/u} = 1{,}08 \cdot 10^{-22} \tag{12.52}$$

și remarcă faptul că valoarea sa este apropiată de valoarea

$$\frac{m}{e}\sqrt{G} = 4{,}9 \cdot 10^{-22}, \tag{12.53}$$

unde m și e sînt masa și respectiv sarcina electronului, iar G este constanta gravitațională.

Se poate scrie deci

$$P/\mathfrak{M} = \beta \frac{m}{e} \sqrt{G}\, \mu/u. \tag{12.54}$$

de unde, ținînd cont de (12.51), se deduce

$$P/\mathfrak{M} = \beta \frac{\sqrt{G}}{2c}, \tag{12.55}$$

adică se obține exact relația care exprimă ipoteza lui Wilson. Prin urmare, mișcarea intraatomică și mișcarea gravitațională a aștrilor par guvernate — și conform lucrărilor lui Blackett — de aceleași legi generale.

O atare situație contravine însă reprezentărilor actuale ale fizicii; particulele intraatomice fiind purtătoare de sarcini electrice, mișcarea lor este guvernată de legea lui Coulomb, în timp ce aștrii sînt considerați neutri din punct de vedere electric, mișcarea lor fiind guvernată de legea gravitației, a lui Newton. Urmează că între cele două legi fundamentale ale fizicii trebuie să existe o legătură strînsă, pe care ipoteza lui Wilson și lucrările lui Blackett, rezultate din interpretarea datelor experimentale moderne, o revelează direct.

Această legătură rezultă imediat din (12.50) și (12.55) astfel

$$\frac{e}{2mc} = \beta \frac{\sqrt{G}}{2c}, \tag{12.56}$$

care, pentru $\beta = 1$, devine

$$e = \sqrt{G}\, m. \tag{12.57}$$

Este exact aceeași legătură pe care noi am dedus-o într-o manieră generală prin generalizarea gravitovortex a sistemelor de referință inerțiale în cazul mișcării planetare.

Conform cu ipoteza lui Wilson, formulată de relația (12.48), Blackett și după el o serie de alți fizicieni, printre care S. Chapman [40, 41, 42] au încercat să dea o bază cît mai exactă teoriei *giromagnetice* a cîmpurilor magnetice, planetare și stelare. Deoarece momentul magnetic P se determină din relația (12.48), cunoașterea precisă a momentului cantității de mișcare $\mathfrak{M}$ a corpurilor cerești devine indispensabilă.

Într-adevăr, acest moment nu poate fi determinat precis numai din măsurarea vitezei unghiulare la suprafața astrului observat. El depinde, de asemenea, de felul în care masa este distribuită în interiorul acestui astru și de o eventuală variație a vitezei unghiulare în interior (ca, de exemplu, în cazul Soarelui). Este deci necesară introducerea a două rapoarte auxiliare, așa cum a procedat Blackett.

Primul raport a fost $k = I/I_0$, unde I reprezintă momentul de inerție al astrului și I_0 momentul de inerție al unui astru fictiv, uniform și de aceleași dimensiuni, a cărui densitate este egală cu densitatea medie a stelei. Deoarece momentul de inerție al unei sfere rigide de masă M și rază R în rotație uniformă cu viteza unghiulară ω este egal cu $2/5\, MR^2$, se poate scrie

$$I = k\, I_0 = \frac{2}{5} kMR^2. \tag{12.58}$$

Celălalt raport introdus de Blackett este $\eta = \mathcal{M}/\mathcal{M}_0$, unde $\mathcal{M}$ este momentul real al cantității de mișcare în jurul axei de rotație Δ și $\mathcal{M}_0$ este momentul cantității de mișcare dedus din viteza observată la suprafața astrului. Se poate deci scrie

$$\mathcal{M} = \eta\mathcal{M}_0 = \frac{2}{5} k\eta\omega MR^2. \tag{12.59}$$

Determinarea coeficienților k și η este o problemă dificilă, ea presupune utilizarea unor sofisticate modele fizice și termodinamice ale interiorului astrului studiat. Din lucrările menționate rezultă pentru Pămînt $k = 0{,}88$, pentru Jupiter $k = 0{,}66$, pentru diversele stele $k = (0{,}14\text{–}0{,}20)$, în timp ce parametrul η are o valoare ușor inferioară unității.

Calculînd astfel valoarea rapoartelor $P/\mathcal{M}$ în cazul unui mare număr de stele, printre care α Canis Majoris, γ Equulei, β Coronae Borealis, *BD* 18° 3 789 (*HD* 125 248), s-a putut observa peste tot o foarte bună corelare cu ipoteza lui Wilson. *Apărea deci foarte clar faptul că această ipoteză exprimă efectiv o nouă lege a naturii, pe care profesorul P.M.S. Blackett, laureat al premiului Nobel pentru fizică pe anul 1948, o consideră una dintre legile fundamentale ale naturii.*

M. Bullard [84] a propus pentru prima dată verificarea practică directă a teoriei lui Blackett privind cîmpul magnetic terestru, prin măsurarea variației acestui cîmp în interiorul Pămîntului; S. Chapman [41] a studiat în mod amănunțit această problemă, formulînd precis criteriile prin care teoria giromagnetică a lui Blackett poate fi departajată net de toate celelalte teorii specifice ale cîmpului geomagnetic, prin măsurători directe efectuate în mine foarte adînci. Într-adevăr, în timp ce toate teoriile specifice prevăd o creștere a componentei orizontale a cîmpului magnetic terestru cu micșorarea distanței la centru, teoria giromagnetică presupune, dimpotrivă, o scădere a acestei componente orizontale.

Au fost efectuate numeroase măsurători de către Halle și Gough în Africa de Sud, de către Runcorn în Anglia, în minele din Lancashire și din Kent etc. Toate aceste experiențe au indicat o scădere a componentei orizontale a cîmpului magnetic terestru cu adîncimea, ele confirmînd deci teoria lui Blackett, deși valorile acestei scăderi nu aveau întotdeauna valoarea necesară unor interpretări fără ambiguitate, din cauza anomaliilor magnetice locale. Astfel teoria lui Blackett a constituit într-adevăr un triumf al geofizicii anilor '50!.

Să mai adăugăm la toate acestea faptul că teoria giromagnetică presupune pentru absolut toate planetele sistemului nostru solar existența unor cîmpuri magnetice proprii relativ intense, presupunere care la data aceea părea fantezistă, dar care, ulterior, prin măsurători la fața locului cu ajutorul sateliților și navelor cosmice, a fost confirmată integral. Mai mult, acolo unde au putut fi executate pînă în prezent măsurători mai precise, s-au putut obține chiar confirmări cantitative directe.

Astfel, dacă se consideră Luna ca o simplă sferă rigidă de Si-Ma momentul său unghiular va fi

$$\mathcal{M} = I\omega = \frac{2}{5} MR^2\omega = 23 \cdot 10^{35} \text{ C.G.S.} \tag{12.60}$$

Conform cu ipoteza lui Wilson momentul său magnetic ar trebui să fie

$$P \sim 10^{-15} \times 23 \cdot 10^{35} = 2{,}3 \cdot 10^{21} \text{ C.G.S,} \tag{12.61}$$

care corespunde unei intensități *polare* în jur de 10^{-3} u.e.m. C.G.S., adică 100 γ (de circa 600 ori mai mică decît în cazul Pămîntului). Măsurătorile magnetometrice la fața locului au arătat valori diferite după locul de aterizare al navelor spațiale (diferențele pot fi explicate prin diversele anomalii magnetice locale), dar în ansamblu destul de consistente cu teoria giromagnetică: Nava Apollo 12 care a aselenizat într-un punct avînd coordonatele 3,2° *S*, 23,4°V a detectat un cîmp magnetic lunar remanent de 38±3 γ, Apollo 14 (3,7°S, 17,5°V), 43±6 γ și respectiv 103±5 γ, Apollo 15(26,1°N, 3,7°*E*), 6±4 γ. Momentul magnetic lunar, considerat ca un dipol centrat, deși nu este cunoscut cu suficientă precizie în prezent, este estimat* a fi de circa 10^{23} C.G.S.

Pentru Jupiter lucrurile stau chiar mai bine. Cu valoarea $k = 0{,}66$, calculată de Blackett și ținînd cont că $R = 7 \cdot 10^9$ cm, că perioada mișcării este de 9,8 ore și că densitatea este $\rho = 1{,}35$, Jeffries a obținut un moment magnetic $P \sim 4{,}5 \cdot 10^{30}$ C.G.S. încă în 1950. Datele transmise de misiunea Pioneer 10 în 1974 au indicat** un moment magnetic $P = 1{,}45 \cdot 10^{30}$ C.G.S. Confirmări similare au putut fi obținute și pentru unii dintre sateliții lui Jupiter ca și pentru planeta Saturn. Cercetările în acest sens se află la ora actuală în plină desfășurare. Astfel s-a verificat una dintre calitățile majore ale oricărei teorii viabile a științei, aceea a puterii sale de anticipație.

Și totuși, pînă la urmă, teoria lui Blackett nu s-a impus, deoarece nu poate oferi o imagine consistentă a configurației și structurii reale a cîmpului geomagnetic observat, iar, în anumite cazuri, vine direct în contradicție cu anumite fenomene fizice direct măsurabile. În perspectiva timpului, această teorie pare să fi avut doar darul de a revela existența unui nesfîrșit număr de „coincidențe numerice stranii", în acord cu ipoteza lui Wilson.

Pare paradoxal, dar o primă mare breșă în această teorie a fost făcută chiar de Babcock cu ajutorul aceluiași telescop de la Mount Wilson. El a descoperit anume că steaua *BD* 18°3 789 (*HD* 125 248) de tip *AO* își *inversează periodic* cîmpul său magnetic, trecînd în decurs de circa 9,29 zile de la un cîmp cu o intensitate polară $H_p = +7\,800$ u.e.m. CGS, la un altul cu $H_p = -6\,500$ u.e.m. CGS. Conform teoriei giromagnetice, aceasta echivalează cu o variație corespunzătoare a momentului cantității de mișcare, respectiv cu schimbarea rapidă a sensului de rotație a unui corp ceresc de dimensiuni enorme (de cîteva ori mai mare decît Soarele) și care se rotește cu o viteză periferică de circa 250 km/s; o astfel de presupunere este evident absurdă, ea ar duce la pulverizarea întregului astru. Au fost apoi descoperite multe alte stele care se comportă similar stelei *BD* 18°3 789, punîndu-se astfel în mare dificultate teoria giromagnetică a lui Blackett.

Dar cîmpurile magnetice variabile și, în particular, chiar inversarea sensului acestor cîmpuri nu sînt fenomene caracteristice numai stelelor din clasa *A*, ele par comune tuturor corpurilor cerești, între altele Soarelui și chiar Pămîntului. Într-adevăr, datele de observație atestă clar faptul că Soarele este efectiv o stea variabilă și că cîmpul magnetic terestru și-a inversat polaritatea de nenumărate ori în decursul existenței sale.

Toate aceste fapte de observație au constituit obstacole majore în calea teoriei giromagnetice a lui Blackett.

Mai sînt însă și altele. Cîmpul magnetic terestru este prin excelență variabil, iar variația sa este de același ordin de mărime cu valoarea intensității cîmpului, în timp ce cîmpul giromagnetic al lui Blackett ar fi un cîmp con-

---

* Colman P.J. et all., Appolo 15 Preliminary Science Report, 1973.
** Van Allen J.A. et all., Journal of Geophysical Research, vol. 79, sept. 1974.

stant; oricum, variațiile observate în viteza de rotație a Pămîntului nu pot explica nici pe departe variația observată a cîmpului magnetic terestru. În plus, vectorul moment giromagnetic ar fi dirijat de-a lungul axei de rotație a Pămîntului, în timp ce dipolul lui Gauss face, după cum știm, un unghi de 11°50′ cu această axă.

Poate cel mai frapant argument adus împotriva acestei teorii îl constituie faptul că *cîmpul giromagnetic rezultat din rotația diurnă a Pămîntului și reprezentat de momentul magnetic* $P_s = 7{,}9 \cdot 10^{25}$ *gauss cm³ al lui Blackett nu poate fi detectat pe Pămînt*, adică într-un referențial care se rotește odată cu Pămîntul în jurul axei sale. Magnetismul este un efect relativist al mișcării sarcinilor electrice; dacă o sarcină se rotește, cîmpul magnetic corespunzător acestei mișcări nu poate apărea *decît* în referențiale care nu participă la această rotație și în nici un caz în referențialul de repaus al sarcinii, adică, în cazul nostru, la suprafața Pămîntului.

Prin urmare, cîmpul magnetic înregistrat în rețeaua terestră de observatoare, cel care ne orientează în orice moment busola, nu poate fi explicat conform teoriei profesorului Blackett. Aceasta nu înseamnă deloc că esența teoriei sale este greșită și că egalitatea dintre valorile momentului magnetic $\mathbf{P}_s$ și momentul dipolar al lui Gauss nu este altceva decît o simplă „coincidență numerică". Conform gravitovortexului, cîmpul giromagnetic, reprezentat de momentul magnetic $\mathbf{P}_s$ își face efectiv simțită prezența în spațiul înconjurător Pămîntului, adică în *magnetosferă*, dar numai în referențiale care nu participă la mișcarea de rotație diurnă. El va acționa, de exemplu, asupra particulelor purtătoare de sarcini electrice din spațiul circumterestru, și, în general, va determina în mare măsură structura și proprietățile magnetosferei. Pe scurt, zicem că acest cîmp nu participă la mișcarea de rotație diurnă a Pămîntului.

Trebuie să subliniem faptul că ipoteza lui Wilson, pe care se bazează în întregime teoria lui Blackett, nu este necesară în gravitovortex, momentul giromagnetic $\mathbf{P}_s$ nu se deduce din relația (12.48), ci din legile uzuale ale electromagnetismului. Conform gravitovortexului, planeta Pămînt are o sarcină electrică intrinsecă $e = \sqrt{G}\, m$, care, rotindu-se în jurul axei proprii cu viteza unghiulară ω, dă naștere unui cîmp magnetic, care, într-un punct situat la distanța $\mathbf{r}$, are valoarea

$$\mathbf{H} = -\frac{e}{c}\frac{\mathbf{v}\times\mathbf{r}}{r^3} = -\frac{\sqrt{G}m}{c}\frac{\mathbf{v}\times\mathbf{r}}{r^3}, \tag{12.62}$$

unde

$$\mathbf{v} = \omega\times\mathbf{r}. \tag{12.63}$$

O consecință a relației (12.62) este aceea că un curent de materie circular, $\rho\mathbf{v}$ (ρ fiind densitatea de masă), neutru din punct de vedere electric (în sens clasic), are același efect magnetic ca un curent electric de densitate $\mathbf{i}$, unde

$$\mathbf{i} = \sqrt{G}\,\frac{\rho\mathbf{v}}{c}. \tag{12.64}$$

Să calculăm, pe această bază, momentul magnetic al unui corp simetric în raport cu o axă x, corp care se rotește în jurul acestei axe.

Să considerăm un element rectangular $dr\,dz$ din acest corp, situat la distanța r de axa z și care se rotește în jurul acestei axe cu viteza $r\omega$. În

cursul rotației, elementul dr dz generează un *curent de materie* (sub forma unui inel), care, conform relației (12.64) este echivalent cu un curent electric circular de intensitate

$$i = \frac{\sqrt{G}}{c}\,\rho\omega r\,\mathrm{d}r\,\mathrm{d}z. \qquad (12.65)$$

După cum se știe, acest curent produce un cîmp magnetic identic cu cel al unui strat magnetizat al cărui contur coincide cu inelul material. Momentul magnetic al acestui strat este egal cu produsul suprafeței sale cu intensitatea curentului, adică este egal cu

$$P = \frac{\pi\sqrt{G}}{c}\,\rho\omega r^3\,\mathrm{d}r\,\mathrm{d}z. \qquad (12.66)$$

La distanță mare de inelul material, cîmpul magnetic este același cu cel dat de un magnet elementar avînd același moment magnetic.

Deoarece masa inelului material este

$$m = 2\,\pi\,\rho r\,\mathrm{d}r\,\mathrm{d}z \qquad (12.67)$$

și viteza

$$v = r\omega, \qquad (12.68)$$

momentul cantității de mișcare în jurul axei de rotație va fi

$$\mathfrak{M}_s = 2\pi\rho\omega r^3\,\mathrm{d}r\,\mathrm{d}z. \qquad (12.69)$$

Dacă ținem cont de faptul că atît momentele magnetice cît și momentele cantității de mișcare sînt mărimi aditive, putem scrie pentru întregul corp simetric aflat în rotație în jurul axei z următorul raport

$$\frac{P_s}{\mathfrak{M}_s} = \frac{\sqrt{G}}{2c}. \qquad (12.70)$$

Obținem deci exact relația cu ajutorul căreia Blackett calculează valoarea momentului magnetic a Pămîntului, fără însă a utiliza ipoteza lui Wilson. Momentul magnetic de spin $\mathbf{P}_s$ al Pămîntului va avea și în gravitovortex exact valoarea calculată de Blackett, $P = 7{,}9 \cdot 10^{25}$ gauss cm^3, dar *nu va reprezenta decît o componentă a cîmpului magnetic terestru și anume acea componentă care acționează numai în referențialele care nu participă la mișcarea de rotație a planetei noastre.*

Așadar, cîmpul geomagnetic pe care îl măsurăm la suprafața Pămîntului rămîne în continuare neexplicat, în pofida teoriei giromagnetice a lui Blackett. Dar dacă un cîmp magnetic planetar este, după cum arată observațiile, un fenomen cosmic general, dacă toate planetele și Soarele însuși posedă sarcini electrice gravitovortex și dacă mișcarea acestor sarcini generează — conform legilor electromagnetismului — cîmpuri magnetice, este probabil cazul să ne reamintim că pe lîngă mișcarea de rotație în jurul axei proprii, considerată de Blackett, planeta noastră mai efectuează și o mișcare de revoluție în jurul Soarelui. Nu cumva ar putea această din urmă mișcare să ne furnizeze o explicație satisfăcătoare pentru o interpretare coerentă a cîmpului geomagnetic real? La urma urmei, o teorie *giromagnetică* coerentă a cîmpului magnetic planetar ar trebui probabil să țină seama nu numai de mișcarea de rotație a planetelor în jurul axelor proprii, ci de toate mișcările lor și în special de mișcarea de revoluție.

Mișcarea sarcinii electrice gravitovortex a Pămîntului, $e = \sqrt{G}\, m$, în jurul Soarelui, produce, aidoma mișcării orbitale a electronului în jurul nucleului atomic, un moment magnetic **P** plasat în centrul orbitei, adică în Soare și avînd o direcție perpendiculară pe planul orbitei. Similar, mișcarea planetei Pămînt în cîmpul gravitovortex al Soarelui, adică și în cîmpul său electric, va „induce“ pe Pămînt o sarcină electrică e_p și un cîmp magnetic echivalent, reprezentat de un moment magnetic pe care îl vom nota $\mathbf{P}_0$.

Sarcina „indusă“ o cunoaștem, este așa-numita sarcină de interacțiune (§ 11.1) și ea are valoarea $e_p = fe = f\sqrt{G}\, m$, corespunzătoare factorului de transformare f dintre cele două referențiale mobile S și P (§ 8.5.2) a cărui valoare a fost determinată din date de observație. Sarcina e_p este o sarcină reală, *noi am măsurat direct valoarea ei*, pe care am găsit-o a fi $e_p = 10^{17}$ u.e.s; în secțiunea 12.2 am analizat pe larg manifestările foarte concrete ale acestei sarcini „suplimentare“ reale și fenomenele planetare asociate, printre care fenomenele meteorologice.

Tot atît de concret ar trebui să se manifeste pe Pămînt și cîmpul magnetic „indus“, reprezentat de vectorul moment magnetic $\mathbf{P}_0$. Care este valoarea, cum este el orientat și care sînt efectele măsurabile ale acestui moment magnetic „suplimentar“?

Să calculăm valoarea acestui moment utilizînd relația caracteristică mișcării giromagnetice

$$\frac{P_0}{\mathfrak{M}_0} = \frac{e}{2mc} \tag{12.71}$$

unde $\mathfrak{M}_0$ reprezintă momentul cinetic (momentul cantității de mișcare) *orbital* al Pămîntului, și $e = e_p$ sarcina gravitovortex de interacțiune. Dacă v este viteza orbitală a planetei și r distanța heliocentrică, momentul cinetic orbital va avea aproximativ valoarea

$$\mathfrak{M}_0 = mvr = 6 \cdot 10^{27} \times 3 \cdot 10^{6} \times 1{,}5 \cdot 10^{13} = 2{,}7 \cdot 10^{47}\ \mathrm{g\ cm^2\ s^{-1}} \tag{12.72}$$

și putem deduce ușor că

$$P_0 = \frac{f\sqrt{G}}{2c}\,\mathfrak{M}_0 = \frac{6{,}67 \cdot 10^{-8} \times 2{,}56 \cdot 10^{-4}}{2 \times 3 \cdot 10^{10}} \times 2{,}7 \cdot 10^{47} = 7{,}9 \cdot 10^{25}\ \mathrm{gauss\ cm^3}. \tag{12.73}$$

Iată deci o nouă și extraordinară „coincidență numerică“, revelată în exclusivitate de gravitovortex: *momentul giromagnetic orbital este numeric egal exact cu momentul magnetic al lui Gauss!* Prin urmare, cîmpul magnetic terestru ar putea fi „generat“ tocmai de acest moment $\mathbf{P}_0$, respectiv de mișcarea *orbitală* a planetei noastre în cîmpul gravitovortex al Soarelui, fără să se încalce, de data aceasta, principiul relativității, deoarece, momentul $\mathbf{P}_0$ fiind un moment „indus“, efectele sale se fac simțite în orice referențial care participă la mișcarea de revoluție a Pămîntului, indiferent dacă el participă sau nu și la mișcarea de rotație diurnă. Iată deci o explicație cu totul inedită a originii cîmpului geomagnetic, oferită în exclusivitate de gravitovortex!

Să rezumăm pentru a concretiza. *Pămîntul are deci, conform gravitovortexului, nu unul singur, ci două momente magnetice proprii, numeric egale, și anume momentele* $\mathbf{P}_s$ *și* $\mathbf{P}_0$*, rezultate respectiv din cele două mișcări gravi-*

taționale principale: mișcarea de rotație diurnă și mișcarea de revoluție în jurul Soarelui. Structura cîmpului magnetic terestru apare astfel ca o structură *cvadrupolară* și o atare configurație este — așa cum am văzut în secțiunea precedentă — principial în bună concordanță cu datele de observație.

Vectorul moment magnetic $\mathbf{P}_s$ este dirijat în direcția axei de rotație Δ_1, în timp ce vectorul $\mathbf{P}_0$ este perpendicular pe planul mișcării de revoluție (fig. 134, 139), adică pe ecliptică; cei doi vectori numeric egali fac deci între ei un unghi de 23°40′. Vectorul moment magnetic rezultat al Pămîntului,

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_s + \mathbf{P}_0, \tag{12.74}$$

va face deci un unghi de 11°50′ cu axa de rotație Δ_1 a Pămîntului și cu direcția perpendicularei la ecliptică. Aceasta este explicația pe care gravitovortexul o oferă pentru dezaxarea la 11°50′ a axei suport a momentului magnetic dipolar al lui Gauss, *determinată experimental* (tabelul 34) și pentru care nu există încă o explicație cît de cît satisfăcătoare în prezent.

Pentru a determina nu numai direcția, dar și mărimea vectorului moment magnetic rezultant al Pămîntului, $\mathbf{P}$, va trebui să ținem seamă de faptul că cîmpul magnetic este în general un efect relativist al mișcării, mai exact, un efect al mișcării relative; valoarea sa depinde esențialmente de mișcarea referențialului în care se face înregistrarea. Conform cu proprietățile relativiste diferite ale celor două momente magnetice gravitovortex, $\mathbf{P}_s$ și $\mathbf{P}_0$, ignorate de geofizica actuală, *rezultă că structura observată a cîmpului magnetic terestru, respectiv a magnetosferei, trebuie să apară foarte diferită pentru observatorii care fac măsurători în referențiale diferite.* O atare situație — dacă este reală — ar crea desigur multiple posibilități de confuzie în interpretarea datelor de observație conform conceptelor actuale.

Astfel, pe suprafața Pămîntului, adică într-un referențial care se rotește odată cu acesta în jurul axei sale, observatorul va înregistra direct *numai* cîmpul magnetic reprezentat de momentul $\mathbf{P}_0$, deoarece cîmpul lui $\mathbf{P}_s$ nu se resimte decît în referențiale care nu participă la rotația diurnă a Pămîntului. Prin urmare, în sistemul de coordonate geografice, vectorul moment magnetic rezultant al Pămîntului, $\mathbf{P}$, are exact valoarea

$$|\mathbf{P}| = |\mathbf{P}_0| = 7{,}9 \cdot 10^{25} \text{ gauss cm}^3, \tag{12.75}$$

iar direcția sa face cu direcția axei de rotație Δ_1 un unghi de 11°50′; *el este deci identic cu momentul magnetic dipolar al lui Gauss.* Aceasta este explicația pe care gravitovortexul o oferă pentru ceea ce am numit cîmpul magnetic principal al Pămîntului.

Într-un satelit al Pămîntului, care are o viteză de rotație *diferită* de a acestuia, observatorul va înregistra efecte geomagnetice diferite de cele de la sol. Pe măsură ce viteza relativă de rotație s-ar micșora, efectele momentului magnetic $\mathbf{P}_s$ s-ar face tot mai mult simțite, alături de cele ale lui $\mathbf{P}_0$, care rămîn practic neschimbate, deoarece cîmpul lui $\mathbf{P}_0$ se resimte în orice referențial care participă la mișcarea de revoluție a planetei noastre, indiferent dacă acesta participă sau nu și la mișcarea de rotație diurnă. Dacă viteza satelitului în jurul axei de rotație a Pămîntului ar fi nulă, adică dacă satelitul ar păstra o poziție fixă în raport cu dreapta care unește în orice moment Soarele cu Pămîntul, atunci observatorul ar înregistra compunerea vectorială completă a celor două momente magnetice egale, $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$, la valorile lor calculate anterior.

Toate aceste particularități ale celor două momente geomagnetice sînt direct și pe larg confirmate de datele de observație pe care geofizica le-a

acumulat ca urmare a sute de ani de studiu al fenomenului magnetic terestru și pe care le vom analiza pe larg în continuarea lucrării noastre. Poate cea mai concludentă confirmare o constituie însuși faptul că vectorul moment magnetic rezultant **P** (definit mai sus) al Pămîntului este exact egal, ca valoare numerică și ca direcție, cu vectorul momentului magnetic dipolar al lui Gauss. Cîmpul magnetic principal al Pămîntului poate fi, așadar, complet explicat de gravitovortex.

Interesant și semnificativ este faptul că nu numai mișcarea gravitovortex a planetei noastre în cadrul sistemului Pămînt-Soare este identică, așa cum am arătat în § 11.2, cu mișcarea electronului în cadrul atomului de hidrogen, dar și mărimile magnetice caracteristice acestor două particule atît de diferite au o structură absolut similară. Astfel, electronul are și el un moment magnetic orbital

$$P_l = \frac{e}{2mc}\,\mathfrak{M}_l = \frac{e}{2mc}\,\frac{h}{2\pi} = \frac{e}{2mc}\,\hbar, \qquad (12.76)$$

unde $\mathfrak{M}_l$ este momentul cinetic orbital, care, în unitățile determinate de constanta lui Planck are valoarea 1. Momentul magnetic de spin al electronului este

$$P_s = \frac{e}{mc}\,\mathfrak{M}_s, \qquad (12.77)$$

unde $\mathfrak{M}_s$ este momentul cinetic de spin și are, în unități $\hbar$, valoarea 1/2. Raportul valorilor numerice ale celor două momente magnetice este

$$\frac{P_l}{P_s} = \frac{1}{2}\,\frac{\mathfrak{M}_l}{\mathfrak{M}_s} = \frac{1}{2}\,\frac{1}{\frac{1}{2}} = 1. \qquad (12.78)$$

Cele două momente magnetice ale electronului, rezultate respectiv din mișcarea orbitală și cea de spin, au deci valori numerice absolut egale, $P_l = P_s$, exact ca și momentele magnetice corespunzătoare ale planetei Pămînt.

Această situație nouă nu conține nimic surprinzător pentru cititor; dacă cele două mișcări ale particulelor, planetă și electron, guvernate de legi fundamentale similare, sînt similare, și mărimile magnetice corespunzătoare trebuie să fie similare. Într-adevăr, magnetismul este doar un efect specific al mișcării relative a sarcinilor electrice (cele clasice sau cele presupuse de gravitovortex).

În § 11.2 am analizat modul în care se compun aceste două momente magnetice atomice, orbital și de spin, într-un moment magnetic rezultant **P**. Cu această ocazie am semnalat și așa-numita anomalie magnetomecanică, conform căreia proiecția momentului magnetic rezultant **P** ($\mathbf{P} = \mathbf{P}_l + \mathbf{P}_s$), pe o direcție preferențială (de exemplu direcția perpendiculară pe planul mișcării care corespunde unui cîmp magnetic „exterior“ **H**) este un magneton Bohr, adică este perfect egală cu momentul magnetic orbital $\mathbf{P}_l$, cu toate că vectorul $\mathbf{P}_s$ face cu această direcție un unghi α, diferit de zero. S-a considerat că o asemenea situație nu poate fi înțeleasă coerent în cadrul conceptelor figurative ale fizicii clasice și acesta a fost unul dintre motivele majore pentru care fizica cuantică modernă a trebuit să renunțe definitiv la orice reprezentare intuitivă a mărimilor atomice.

„Anomalia magnetomecanică“, semnalată pentru prima dată în mișcarea atomului hidrogenoid prin 1925, se regăsește integral și în mișcarea gravito-vortex a planetei Pămînt, dar în acest caz ea nu mai constituie propriu-zis o anomalie, ci un fenomen fizic care poate fi coerent înțeles și reprezentat într-un cadru conceptual perfect figurativ. Așa cum am arătat mai sus, „proiecția“ momentului magnetic rezultant al Pămîntului ($\mathbf{P} = \mathbf{P}_0 + \mathbf{P}_s$) într-un sistem de coordonate geografice este efectiv exact egală cu momentul magnetic orbital $\mathbf{P}_0$, dar această situație stranie din punctul de vedere al compunerii vectoriale clasice a celor două momente $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$ nu este datorată imposibilității de a înțelege coerent și figurativ fenomenul, ci pur și simplu este datorată caracteristicii relativiste clasice a momentului magnetic $\mathbf{P}_s$ de a nu fi resimțit într-un astfel de referențial care se rotește odată cu Pămîntul. Singurul efect „static“ al lui $\mathbf{P}_s$ asupra momentului magnetic rezultant $|\mathbf{P}| = |\mathbf{P}_0|$, în sistemul de coordonate considerat, va fi deci o ușoară dezaxare a direcției acestui vector cu aproximativ 11°50′ față de direcția lui $\mathbf{P}_0$ (care este perpendiculară la ecliptică), așa cum am văzut mai sus. „Anomalia magnetomecanică“ are deci o explicație simplă în cazul mișcării planetare și s-ar putea ca lucrurile să nu difere prea mult nici în cazul mișcării intraatomice.

Compunerea celor două momente magnetice $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$ în alte referențiale decît cel geografic se va face evident diferit. În particular, într-un referențial care nu participă la mișcarea de rotație a Pămîntului în jurul axei proprii, valoarea momentului magnetic rezultant $\mathbf{P}$ va fi

$$|\mathbf{P}| = |\mathbf{P}_0 + \mathbf{P}_s| = \sqrt{P_0^2 + P_s^2 + 2P_0P_s\cos\varphi} = P_0\sqrt{2(1+\cos\varphi)}, \qquad (12.79)$$

unde φ este unghiul dintre cei doi vectori numeric egali. Ținînd cont de (12.71) vom putea scrie

$$P = \left(\frac{e}{2mc}\right)\mathfrak{M}\sqrt{2\,(1+\cos\varphi)} = g\left(\frac{e}{2mc}\right)\mathfrak{M}. \qquad (12.80)$$

Dacă $P_s = 0$, valoarea factorului g este, conform cu (12.79)

$$g = \frac{P}{P_0} = \frac{\sqrt{P_0^2}}{P_0} = 1\,; \qquad (12.81)$$

aceasta se realizează nu numai în cazul în care planeta nu ar avea efectiv rotație în jurul axei proprii, ci și în cazul în care măsurăm momentul magnetic rezultant în referențialul de repaus al planetei, adică în sistemul geografic de coordonate. În acest caz, așa cum am arătat mai sus, valoarea momentului geomagnetic (momentul magnetic al lui Gauss) este efectiv egală cu cea a momentului magnetic orbital $\mathbf{P}_0$. În acest sens putem spune că valoarea $g = 1$ este caracteristică unui moment pur orbital.

Dacă unghiul dintre cei doi vectori $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$ este $\varphi = 0$, atunci într-un referențial care nu participă la rotația diurnă a Pămîntului, vom avea valoarea $g = 2$, care va reprezenta astfel un moment magnetic de spin *sui generis*. Pentru orice alte valori ale lui φ, dacă ținem cont de înclinarea reală a axelor proprii de rotație a planetelor sistemului solar în raport cu ecliptica, prezentată în figura 133, și de faptul că toate aceste planete se rotesc efectiv în același sens (prograd), putem deduce cu ușurință că valoarea coeficientului g în mișcarea planetară variază între 1 și 2 și că ea poate fi calculată ușor pentru fiecare caz în parte.

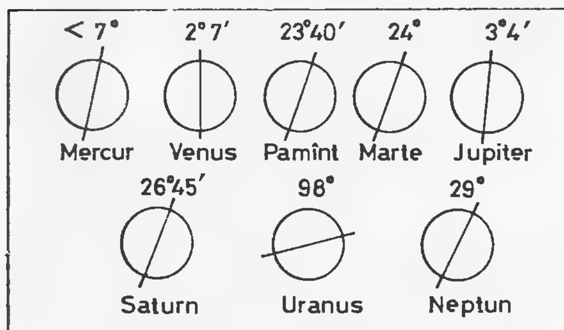


Fig. 133. Înclinarea axelor de rotație ale planetelor mari din sistemul nostru solar.

O situație absolut asemănătoare o regăsim și în cazul mișcării intraatomice. După cum se știe, în mecanica cuantică modernă relația dintre momentul magnetic rezultant **P** al electronului și momentul său cinetic rezultant ***M*** este identică cu relația (12.80), unde factorul g este așa-numitul factor de despicare al lui Landé sau, mai simplu *factorul Landé*, fiind o mărime caracteristică stării atomului. El are valoarea 1 pentru un moment pur orbital, 2 pentru un moment pur de spin sau o altă valoare intermediară pentru o structură atomică mai complicată, în care pot exista combinații de spini și mișcări orbitale. Mai concret, putem spune că el variază de la un termen spectral la altul corespunzător stării energetice a atomului. Una dintre sarcinile mecanicii cuantice este aceea de a determina factorul g pentru o structură atomică dată. Enorma cantitate de date experimentale strînsă pînă în prezent în ceea ce privește efectul Zeeman anomal, pe care calculul factorilor Landé s-a dovedit întotdeauna capabil să le explice, constituie unul din cei mai puternici piloni pe care s-a clădit teoria cuantică modernă a electronului.

Ar fi oare posibil ca surprinzătoarea identitate de comportament revelată de gravitovortex între momentele magnetice și cele cinetice ale mișcării planetare circumsolare și ale mișcării intraatomice să permită atenuarea caracterului nonfigurativ al actualei teorii cuantice? Posibilitatea de a studia experimental direct la suprafața și în împrejurimile particulei în mișcare (așa cum este posibil deocamdată cel puțin în cazul particulei Pămînt), compunerea momentelor magnetice orbital și de spin și a efectelor pe care aceasta le presupune, constituie desigur un model fizic real foarte prețios pentru înțelegerea concretă și intuitivă a compunerii momentelor absolut similare ale particulei electron și o astfel de înțelegere nu ar putea fi decît în beneficiul teoriei cuantice însăși. Oricum, așa cum vom demonstra în continuare, identitatea mișcărilor celor două particule atît de deosebite, în prezent particula-electron și particula-planetă, revelată și de comportarea momentelor lor cinetice și magnetice, merge mult mai departe, pînă la detaliile structurii fine și hiperfine.

Într-adevăr, efectul Zeeman sau, mai general, compunerea și mișcarea momentelor magnetice și unghiulare către care descoperirea acestui efect fundamental al fizicii particulelor elementare a condus, nu reprezintă fenomene caracteristice numai mișcării intraatomice, ele pot fi regăsite integral în mișcarea circumsolară gravitovortex a planetelor sistemului solar și, în particular, pot fi revelate experimental direct prin observații efectuate pe Pămînt și în împrejurimile sale imediate. Mai mult, și tocmai acest lucru ne interesează în primul rînd, o astfel de interpretare permite înțelegerea coerentă,



globală și de detaliu, a variatelor manifestări ale cîmpului geomagnetic observat, manifestări care în prezent nu pot fi pur și simplu explicate sau sînt explicate de o mulțime de teorii specifice eterogene.

Am determinat mai sus mărimea și direcția vectorului moment magnetic al lui Gauss care reprezintă (§ 12.3) circa 80% din cîmpul geomagnetic observat, cu ajutorul compunerii „statice" a celor două momente magnetice gravitovortex egale $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$ în sistemul de coordonate geografice. În acest sistem de coordonate, momentul $\mathbf{P}_s$ nu afectează, după cum am văzut, mărimea momentului magnetic rezultant $|\mathbf{P}| = |\mathbf{P}_0 + \mathbf{P}_s| = \mathbf{P}_0$, ci numai direcția lui, care capătă o dezaxare de circa 11°50′ atît în raport cu direcția perpendiculară la ecliptică, cît și cu direcția axei de rotație a Pămîntului. O asemenea compunere statică a celor doi vectori ar fi perfect valabilă dacă cei doi vectori $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$ ar avea direcții fixe în spațiu.

Dar lucrurile nu stau în realitate astfel. În spațiul circumterestru care nu participă la rotația diurnă a Pămîntului cele două momente magnetice $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$ se găsesc plasate efectiv unul în cîmpul magnetic al celuilalt (aceste cîmpuri cu orientări diferite) și, în consecință, vor *interacționa* tinzînd să se aducă unul pe direcția celuilalt. Acest lucru este însă imposibil, Pămîntul este un dublu giroscop (datorită mișcării sale orbitale și mișcării de rotație în jurul axei proprii) care se va opune acestei alinieri. Rezultatul va fi acela că *cele două momente magnetice de valoare egală vor executa o cunoscută mișcare simultană de precesie de amplitudine și frecvență egală (fig. 134) perfect*

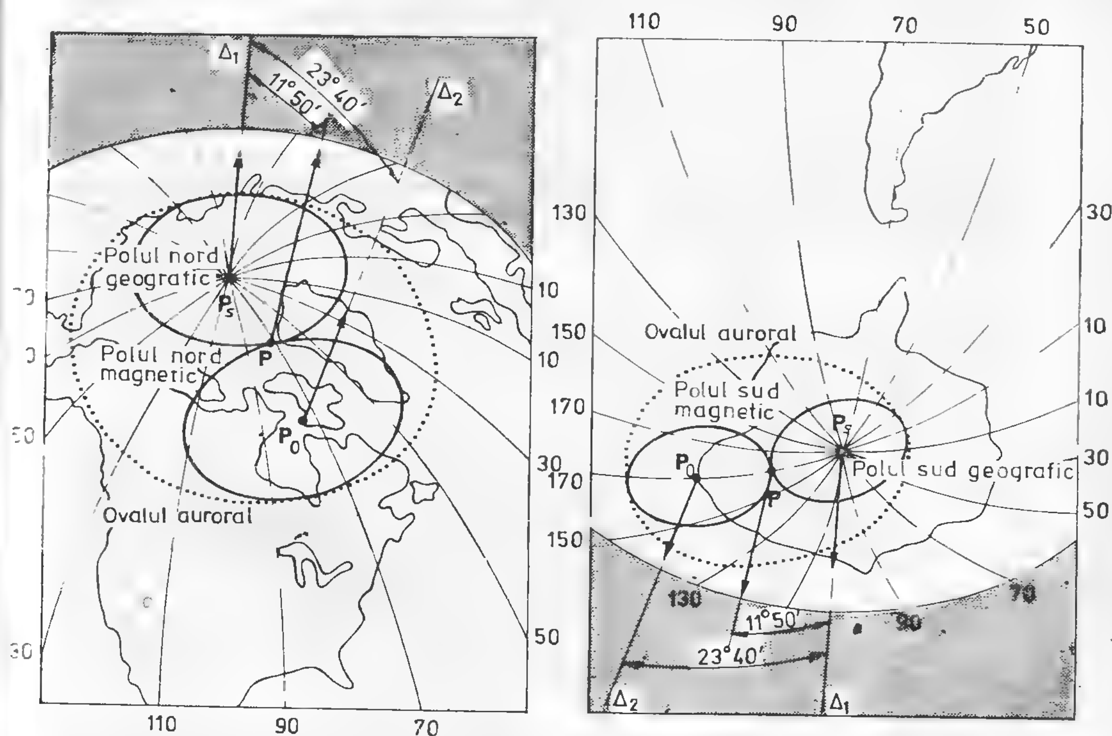


Fig. 134. Structura cvadrupolară a cîmpului geomagnetic, revelată de gravitovortex. Decalarea cu 11°50′ a axei geomagnetice, zonele și ovalele aurorale și, în general, activitatea geomagnetică (calmă sau perturbată) observată, pot fi explicate coerent prin compunerea ($\mathbf{P} = \mathbf{P}_0 + \mathbf{P}_s$) și precesia momentelor magnetice gravitovortex, $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$.

analoagă precesiei momentelor magnetice ale atomului hidrogenoid (§ *11.2*) *descriind astfel în spațiul înconjurător Pămîntului două cercuri egale, centrate respectiv pe perpendiculara la ecliptică dusă prin centrul Pămîntului,* Δ_2, *și pe axa de rotație a acestuia,* Δ_1.

Avînd în minte mișcarea intraatomică analogă putem spune că avem aici de-a face cu un veritabil efect Zeeman, mai exact, cu un efect Paschen-Back *sui generis:* „energia internă“ a mișcării de precesie a lui $\mathbf{P}_s$ în jurul direcției Δ_1 a momentului unghiular $\boldsymbol{M}_s$ este egală cu „energia externă“ a mișcării lui $\mathbf{P}_0$ în jurul direcției Δ_2 a momentului unghiular $\boldsymbol{M}_0$; după cum se știe (§ 11.2), în mișcarea intraatomică analogă, în acest caz despicarea spectrală de structură fină (care depinde de spin) este de același ordin de mărime cu despicarea termenilor în cîmpul magnetic (care depinde de mișcarea orbitală).

Se înțelege că această precesie a momentelor magnetice (care sînt proporționale cu momentele unghiulare) antrenează, în consecință, și o mișcare de precesie mecanică a planurilor mișcării planetei (de exemplu, o precesie relativă a eclipticii și a planului ecuatorial). Asemenea mișcări mecanice „negravitaționale“, presupuse de gravitovortex, sînt efectiv înregistrate cu ajutorul mijloacelor moderne de investigație ale astronomiei de observație, ele corespund calitativ și cantitativ cu datele de calcul furnizate de teoria pe care o dezvoltăm aici, constituind astfel dovezi majore, strict specifice, în sprijinul corectitudinii reprezentărilor noastre. Pentru a nu fragmenta însă expunerea aspectelor pur magnetice ale problemei în discuție, vom trata toate aceste mișcări mecanice în secțiunea care urmează.

Existența celor două momente geomagnetice $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$, care este pe deplin compatibilă cu structura morfologică a cîmpului geomagnetic observat la suprafața Pămîntului și în spațiul circumterestru și interacțiunea lor, respectiv *precesia* care rezultă din această interacțiune, explică pe deplin comportarea globală și de detaliu a cîmpului magnetic terestru, atît a părții sale principale, cît și a părții sale variabile, rezultate din analiza armonică sferică a datelor de observație obținute pînă în prezent în rețeaua mondială de observatoare magnetometrice. Înainte de a încerca să expunem o atare explicație vom descrie, foarte pe scurt, structura magnetică reală a spațiului circumterestru, *magnetosfera*, această surpriză absolută a anilor noștri revelată exclusiv cu ajutorul tehnicii actuale de investigație științifică și pe care nici una din teoriile fundamentale ale fizicii nu a putut nici măcar să o bănuiască, necum să o anticipeze.

În figura 96 sînt prezentate comparativ structura magnetosferei, așa cum era ea concepută prin anul 1950 (*b*) și așa cum s-a dovedit a fi în realitate prin anii '70 (*a*). În vechea reprezentare magnetosfera avea, după cum se vede, o structură perfect simetrică, liniile de cîmp magnetic fiind datorate exclusiv momentului magnetic dipolar al lui Gauss. Magnetosfera reală s-a dovedit a avea drept caracteristică definitorie tocmai *asimetria* structurii sale, care este datorată conform concepției noastre, pe de o parte, structurii cvadrupolare variabile a cîmpului geomagnetic real și, pe de altă parte asimetriei zi-noapte, determinată de vîntul solar (compresie a magnetosferei și ionizare puternică a gazului circumterestru în partea de zi, expansiune în cea de noapte.)

În ultimii 10—15 ani numeroasele studii asupra magnetosferei terestre au reprezentat efectiv o etapă de descoperire și explorare. Cercetătorii au obținut deja o descriere morfologică relativ coerentă a cîmpului magnetosferic, a particulelor foarte diverse care îl populează, a interfeței cu vîntul

solar şi au început să înţeleagă unele dintre procesele care se petrec aici. În figura 135 este prezentată o schiţă tridimensională sumară a „noii“ magnetosfere a Pămîntului, cu liniile sale de cîmp şi plasma care o populează, precum şi cu limitele diverselor sale zone caracteristice. Nu vom analiza în detaliu această structură cu totul neaşteptată, care a făcut senzaţia ultimilor ani, ci vom sublinia numai cîteva trăsături caracteristice, care au o legătură directă cu cele discutate aici.

În condiţiile Soarelui calm, limita magnetosferei în direcţia Soarelui se află la o distanţă de 14—15 raze terestre, în timp ce coada sa, situată în sens opus, se întinde probabil mult dincolo de orbita Lunii, pînă la circa 1 000 de raze terestre. Intensitatea tipică a cîmpului magnetic în centrul „lobului“ cozii este de $(20-30) \cdot 10^{-5}$ u.e.m. CGS. În timpul perturbaţiilor produse de activitatea sporită a Soarelui, magnetopauza se poate restrînge în partea de zi pînă la circa 5 raze terestre, iar intensitatea cîmpului magnetic în coadă creşte de 2—3 ori.

În configuraţia rezultantă a cîmpului geomagnetic din magnetosferă putem distinge două tipuri de linii de cîmp:

a) Linii de cîmp „închise“, ieşind de la suprafaţa Pămîntului în zona latitudinilor joase şi mijlocii ale unei emisfere şi întorcîndu-se în cealaltă emisferă şi care pot fi distorsionate la suprafaţa Pămîntului de asimetrii ale surselor magnetice interne, iar mai departe de suprafaţă, de asimetria zi-noapte determinată de vîntul solar. Aceste linii de cîmp, caracteristice unui dipol, sînt evident determinate, în cea mai mare măsură de momentul geomagnetic $\mathbf{P}_0$ care, după cum am arătat, are o acţiune egală atît în sistemul de coordonate geografice terestre, cît şi în spaţiul circumterestru, care nu participă la rotaţia diurnă a Pămîntului.

b) Linii de cîmp deschise, despre care se crede că foarte probabil sînt interconectate cu cîmpul magnetic interplanetar în zona magnetopauzei, care pornesc din zona calotei polare şi se extind de-a lungul întregii cozi.

În partea de noapte, limitele dintre liniile închise şi cele deschise nu sînt bine conturate în prezent. Există dovezi că liniile de cîmp deschise ar

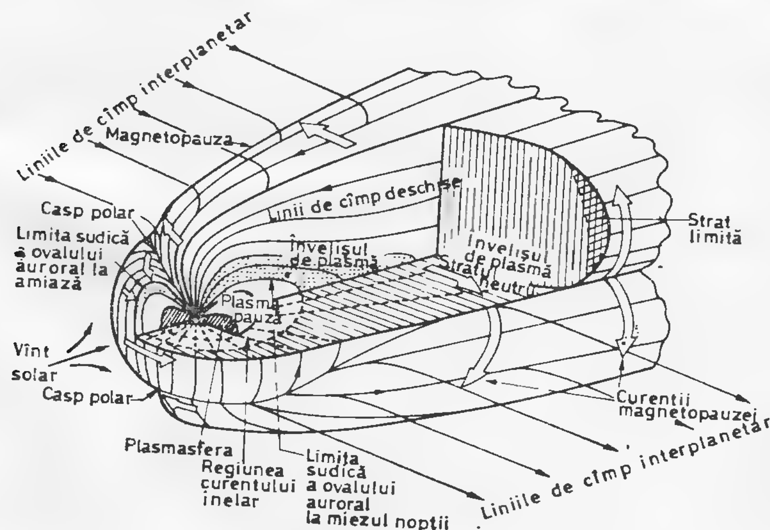


Fig. 135. O reprezentare spaţială a magnetosferei terestre.

putea să devină închise la mare distanță de Pămînt (între 50 și 70 de raze terestre).

În partea de zi această limită este foarte netă și formează așa-numitele „piscuri de zi" *(day side cups)*, două despicături care se extind către meridianele de zori de zi sau de amurg ale magnetopauzei. Prin aceste despicături *(caspuri polare)* particulele vîntului solar, puternic deviate de liniile cîmpului magnetic din celelalte zone, pot pătrunde adînc în magnetosferă, pînă în ionosferă, unde produc cunoscutele aurore polare.

Așa cum am spus, în spațiul circumterestru (care nu participă evident la mișcarea de rotație diurnă a Pămîntului, adică păstrează o *poziție fixă* în raport cu Soarele) se fac simțite integral efectele celor două momente geomagnetice $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$. Prin urmare, structura de ansamblu a magnetosferei trebuie să fie determinată de prezența și de interacțiunea acestor momente magnetice egale, respectiv de compunerea cîmpurilor reprezentate de ele. Într-adevăr, după cum au stabilit cu certitudine toate cercetările experimentale de specialitate, *magnetosfera păstrează în ansamblu o poziție fixă în raport cu Soarele, adică în ansamblu nu participă la rotația diurnă a Pămîntului.*

Dacă structura morfologică de ansamblu a magnetosferei reale (care poate fi obținută grafic prin compunerea cîmpurilor generate de momentele geomagnetice $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$ în condițiile asimetriei zi-noapte) sugerează cîmpul geomagnetic rezultant în spațiul circumterestru, detaliile acestei structuri morfologice pot pune în evidență, direct, existența reală și caracteristicile relativiste ale celor două momente geomagnetice egale, dar distincte, $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$. Aceasta este posibil deoarece spațiul circumterestru delimitat de magneto-, sferă nu este un vacuum interplanetar, așa cum încă se consideră în teoria actuală a gravitației și cum credeau chiar geofizicienii pînă prin 1950, el este populat efectiv cu plasmă avînd o compoziție și un spectru energetic foarte variate. În anumite zone ale magnetosferei densitatea de particule crește mult, alcătuind adevărate *rezervoare distincte de plasmă*, reprezentate de așa-numitele centuri de radiații (centurile van Allen), care se întind de la altitudinile ionosferice pînă dincolo de limita liniilor de cîmp închise.

Prima centură de radiații, numită „interioară", înconjură globul terestru aproximativ între latitudinile de 35° nord și sud, la o înălțime de 500 km în emisfera dinspre Soare și 1 500 km în cea opusă lui, și se întinde pînă la 6 000 km depărtare de suprafața Pămîntului. Ei bine, *întreg acest rezervor de plasmă „rece", constînd în protoni, ioni grei și electroni de origine ionosferică și conținut în regiunea pe care o numim plasmasferă (fig. 135), se rotește efectiv odată cu Pămîntul în jurul axei acestuia.*

Cea de a doua centură de radiații, numită „exterioară", înconjură globul terestru aproximativ între latitudinile 55°—65° nord și sud începînd de pe la 8 000 km pînă la 40 000 km depărtare de suprafața Pămîntului. *Întreg acest rezervor de plasmă așa-numită „caldă", constînd din protoni, electroni și o mică proporție de particule și nuclee grele, conținut în regiunea pe care o numim „învelișul de plasmă" (plasmasheet) (fig 135), este „ancorat" în coada magnetosferei și nu participă la mișcarea de rotație diurnă a Pămîntului.*

În descrierea și înțelegerea modernă a magnetosferei o direcție esențială de referință o constituie direcția așa-numitului meridian zi-noapte, adică a acelui meridian care ar împărți globul terestru în două emisfere egale, dintre care una ar fi luminată din plin de Soare, iar cealaltă ar fi în întuneric (v. fig. 140). Știm însă că un astfel de *meridian* geografic propriu-zis nu există, din cauza înclinării de 24° a axei Pămîntului în raport cu perpen-

diculara la ecliptică. Să fie vorba de un meridian magnetic, așa cum se consideră de fapt în lucrările de specialitate? Dar dipolul lui Gauss face și el un unghi de circa 11°50′ cu aceeași perpendiculară la ecliptică și în plus un meridian magnetic, ca și cel geografic, se rotește odată cu Pămîntul neputînd defini o direcție fixă în spațiu, ca cea pe care dorește să o definească ipoteticul meridian zi-noapte, menționat mai sus. *Așadar, acest din urmă „meridian", impus ca o dată de referință de cercetările experimentale privind magnetosfera, nu are o corespondență corectă cu sistemele de referință uzuale, cel geografic și cel magnetic, ale geofizicii actuale.*

Dacă însă considerăm, conform gravitovortexului, că veritabilul moment magnetic al Pămîntului este reprezentat de vectorul $\mathbf{P}_0$ (care este ignorat de geofizica actuală), atunci sistemul magnetic de coordonate se modifică, iar meridianul zi-noapte poate fi definit coerent. Direcția lui $\mathbf{P}_0$ fiind perpendiculară în centrul Pămîntului pe ecliptică, polurile magnetice boreal și austral ale planetei noastre ar fi situate în locurile unde această direcție intersectează respectiv suprafața globului terestru. Într-un astfel de sistem magnetic de coordonate meridianul zi-noapte ar putea fi definit exact și coerent de intersecția globului terestru cu un plan perpendicular pe direcția Soare-Pămînt și care conține momentul geomagnetic $\mathbf{P}_0$.

Direcția momentului $\mathbf{P}_0$. considerată mai sus, este evident o direcție medie, deoarece în spațiul definit de magnetosferă cele două momente geomagnetice egale, $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$, interacționează, rezultatul fiind o mișcare de precesie continuă și egală respectiv în jurul direcțiilor medii. Din această mișcare combinată de precesie rezultă în linii mari, conform figurii 136, structura morfologică observată a magnetosferei, mult mai bine cunoscută în partea sa de zi decît în cea de noapte.

Asimetria zi-noapte a magnetosferei este introdusă de două cauze cu efecte importante. Prima cauză — de fapt singura cauză considerată explicit în literatura de specialitate — o constituie presiunea exercitată de vîntul solar care comprimă magnetosfera în partea de zi, ceea ce conduce la o destindere în partea sa de noapte. A doua cauză o constituie ionizarea mult mai intensă a gazului circumterestru în partea de zi în raport cu cea de noapte. Aceasta face ca efectele magnetice ale mișcării de precesie a celor două momente geomagnetice $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$ să fie cu mult mai mari în partea de zi în raport cu cea de noapte (fig. 131); într-adevăr, conform legilor electromagnetismului, efectele unui cîmp magnetic variabil într-un mediu cu o conductibilitate mai bună (respectiv, curenții de inducție corespunzători) sînt mai mari decît într-un mediu cu conductibilitate scăzută. Această situație dă naștere celor două caspuri polare „de zi" conform figurii 136, punînd astfel direct în evidență cele două componente egale, dar distincte $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$, ale cîmpului geomagnetic general. Este evident că asemenea „caspuri polare" trebuie să existe și în partea de noapte a magnetosferei (desigur ele sînt mult mai puțin pronunțate aici din cauza conductibilității electrice mici); aceasta este arătată clar de distribuția curenților ionosferici (fig. 131) și de multe alte dovezi. Ele nu au fost însă puse direct în evidență pînă în prezent, desigur din cauza faptului că detaliile de structură ale magnetosferei în partea sa de noapte sînt cu mult mai puțin nete decît în partea de zi.

Să analizăm ceva mai în detaliu structura zonei unui casp polar, prezentată în figura 137 și descifrată cu ajutorul sateliților artificiali foarte recent, în special în perioada 1969—1970. Lățimea caspului este de regulă de 2°—3° în ionosferă, dar în anumite cazuri ea poate fi mai mare; pentru a evita

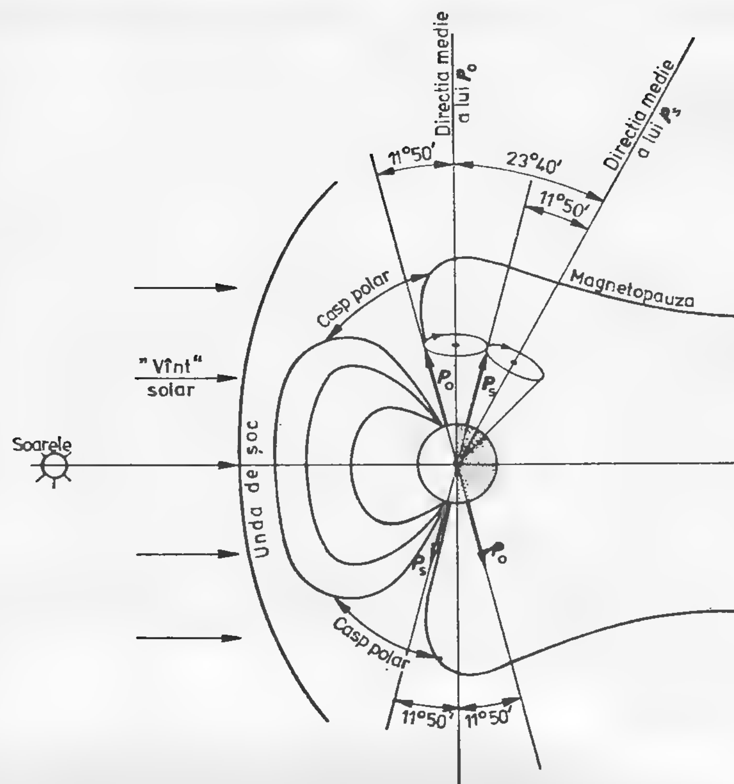


Fig. 136. Schiţă pentru explicarea formării calotei şi caspurilor polare cu ajutorul momentelor geomagnetice $\mathbf{P}_0$ şi $\mathbf{P}_S$.

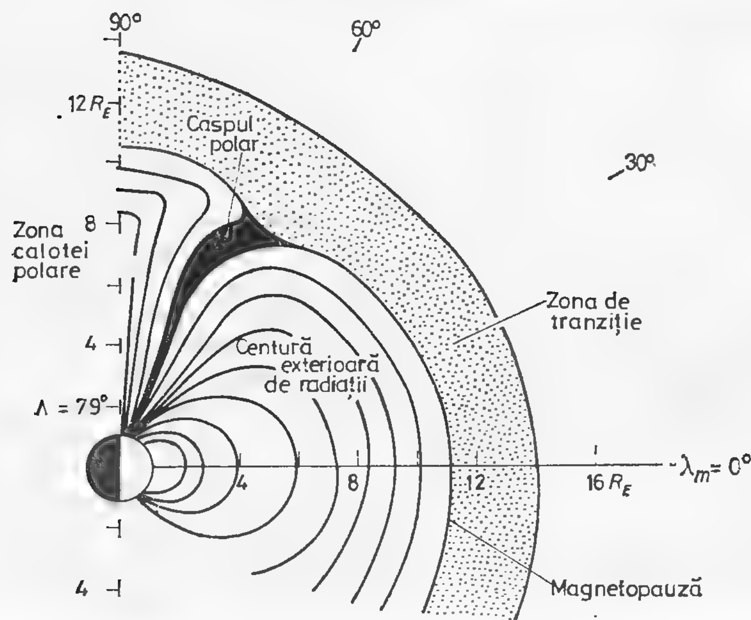


Fig. 137. Structura unui casp polar.

centurile de radiații, navele spațiale cu echipaj uman la bord trebuie să iasă sau să reintre în atmosfera Pămîntului tocmai printr-un asemenea canal foarte îngust.

În perioadele de calm magnetic caspul polar este dispus invariabil în jurul latitudinii $\Lambda = 78° - 79°$ nord și sud, adică are exact direcția momentelor geomagnetice $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$, dar în timpul furtunilor magnetice el coboară pînă la latitudinea $\Lambda = 65° - 67°$ sau chiar mai jos. Aceasta se întîmplă, așa cum vom arăta în continuare, atunci cînd precesia regulată a momentelor geomagnetice $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$ este perturbată de „activitatea solară" mărită, care conduce la creșterea observată a intensității cîmpului magnetic în zona calotei polare.

Extinderea în longitudine a caspului polar atinge de obicei 8—16 ore în coordonate geomagnetice, și aceasta marchează foarte distinct „urma" lăsată de mișcarea de precesie a celor două momente magnetice în mediul cu conductibilitate electrică foarte ridicată, situat în partea de zi a magnetosferei. În felul acesta iau naștere în magnetosferă două „pîlnii" enorme (fig. 135, 136), care învăluiesc partea luminată a Pămîntului și prin care pătrunde o mare cantitate de plasmă interplanetară deviată din alte zone de către liniile cîmpului geomagnetic. Fluxul de energie este de $\sim 0{,}1$ erg cm^{-2} s^{-1}, suficient pentru a declanșa impresionantul fenomen al aurorelor polare.

O caracteristică definitorie a configurației magnetosferei este — conform interpretărilor curente — aceea că diferitele sale regiuni și limitele lor spațiale se proiectează în lungul liniilor de cîmp spre ionosfera de dedesubt. Atmosfera înaltă poate fi astfel privită de pe Pămînt ca un fel de „ecran de observație", pe care se proiectează diversele fenomene care se produc în magnetosfera tridimensională. Acest ecran de observație apare împărțit în regiuni specifice, care prezintă propriile lor fenomene caracteristice. În particular, liniile de cîmp deschise, care se extind departe în coada magnetosferei, se proiectează spre ionosferă, definind ceea ce s-a numit *calota geomagnetică polară* (fig. 137), calotă delimitată în decursul a 24 de ore de mișcarea relativă a benzii înguste de 2°—3° a caspului polar, care descrie în acest interval de timp o curbă ovală, denumită *ovalul auroral.*

Aurorele polare fiind fenomene optice, luminescente, rezultate din interacțiunea gazului rarefiat din ionosferă cu fluxuri de particule provenind din Soare (vîntul solar) și care au fost canalizate (prin deviere) de către liniile de cîmp geomagnetic pînă în regiunea caspului polar, marchează vizibil, foarte exact, limitele calotei geomagnetice polare, respectiv ovalul auroral.

Acest oval, care reprezintă una dintre legitățile cele mai bine stabilite ale fenomenelor magnetosferei, este o bandă inelară (practic o curbă teoretic închisă), ce înconjură calota magnetică polară, delimitînd acele regiuni de pe glob în care există o abundență maximă a aurorelor polare vizibile. În partea de zi el este limitat de proiecția caspului polar la 75°—80° latitudine geomagnetică; în partea de noapte limitele acestui oval sînt situate la 65°—80° latitudine geomagnetică (ar exista deci un casp polar mai slab delimitat din cauza conductibilității electrice mai scăzute și în partea de noapte a magnetosferei), determinat în emisfera boreală de precesia lui $\mathbf{P}_s$ și în cea australă de precesia lui $\mathbf{P}_0$ (fig. 136) și limita sa coincide cu proiecția marginii inferioare a învelișului de plasmă *(plasmasheet)*.

Se poate determina precis din observații forma și limitele ovalului auroral, prin observarea distribuției aurorelor polare în jurul Pămîntului la un moment dat. S-a constatat că *ovalul auroral reprezintă efectiv o zonă inelară centrată*

pe polurile determinate de momentul geomagnetic rezultant **P** *și avînd în raport cu acestea o excentricitate de circa 23° (curbele punctate din figura 134).*

Geofizicienii nu au găsit încă o explicație pentru acest fenomen planetar major reprezentat de ovalul auroral și acest lucru este explicabil, deoarece fizica actuală și în special teoria actuală a gravitației nu le pun la îndemînă mijloacele adecvate pentru elaborarea unei atari explicații și înțelegeri. Sperăm însă că gravitovortexul va suplini și această lacună: într-adevăr, după cum se observă simplu din figura 134, ovalul auroral reprezintă exact curba rezultantă a mișcărilor egale de precesie ale celor două momente geomagnetice gravitovortex $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$, care în spațiul circumterestru interacționează în modul cunoscut. Această compunere a mișcărilor este identică cu compunerea liniilor de curent ale mișcării datorate a două fire de vîrtej egale și de același sens, compunere sugestiv prezentată de figura 46.

Precesia egală a celor două momente geomagnetice are loc numai într-un referențial care nu participă la mișcarea de rotație diurnă a Pămîntului. În consecință, nici ovalul auroral care rezultă din compunerea celor două mișcări de precesie nu ar putea să participe la această mișcare de rotație diurnă. Într-adevăr, *caracteristica esențială a ovalului auroral real este aceea că el păstrează o direcție fixă în raport cu dreapta care unește în orice moment Soarele cu Pămîntul, adică nu participă la rotația diurnă a Pămîntului.* Cum ovalul auroral reprezintă distribuția spațială la un moment dat a aurorelor polare, coordonatele lor geografice vor varia în permanență pentru un observator terestru. Dacă, de exemplu, maximumul unei aurore polare este înregistrat la Bosekpf (latitudine 62°,39 *N*, longitudine 23°, 15 *E*) la ora 21 h 25 min, la stația Fort Ray (latitudine 62°,39 *N*, longitudine 115°,49 V) el este înregistrat la ora 24.00. În figura 138 este ilustrat sugestiv modul cum o auroră polară produsă la un moment dat în ovalul auroral poate fi urmărită în peninsula scandinavă în decursul a 24 de ore.

Să revenim acum spre Pămînt spre a constata dacă cele două momente geomagnetice gravitovortex $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$ pot interpreta calitativ și cantitativ cu precizia necesară de mult binecunoscutele manifestări ale cîmpului magnetic terestru. Mai întîi să observăm faptul că *mișcarea de precesie* a acestor momente va produce în orice mediu conductor, de exemplu, în ionosferă, în atmosfera joasă sau în nucleul fluid al Pămîntului, sisteme de vîrtejuri de curenți electrici (pe care, conform gravitovortexului, trebuie să îi concepem atît în sensul clasic, cît și în sensul indicat de ecuația vectorială (12.64)), a căror valoare va depinde de viteza relativă a mișcării și de conductibilitatea electrică a mediului respectiv.

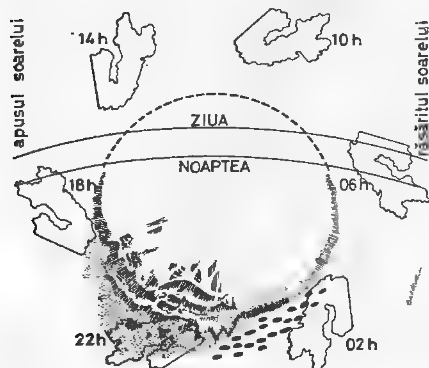


Fig. 138. Ovalul auroral, sau cum este observată o auroră polară în peninsula scandinavă în decursul a 24 de ore.

După cum ne arată geofizica modernă, asemenea sisteme de curenți electrici există efectiv în ionosferă; ei sînt prezentați în figura 131, peste care au fost suprapuși, în mod simbolic, vectorii $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$ din mișcarea cărora rezultă, conform interpretării noastre, acești curenți. Distribuția, sensul și valoarea egală a acestor curenți de inducție, atît în partea de zi cît și în cea de noapte, dovedesc direct atît valoarea egală a celor două momente geomagnetice gravitovortex, cît și mișcarea lor egală. Intensitatea mărită a acestor curenți în partea de zi este datorată creșterii în această parte a conductibilității electrice ale straturilor înalte ale atmosferei. Sistemele de curenți din partea de noapte dovedesc faptul semnalat anterior, că și în această parte trebuie să existe caspuri polare, evident mai slabe și mai puțin precis delimitate decît cele din partea de zi, deci mai greu de depistat sub raport experimental.

După cum se știe (§ 12.3), sistemele de curenți ionosferici, despre care am vorbit mai sus, reprezintă — conform prelucrării matematice cu ajutorul analizei armonice sferice a datelor magnetometrice, înregistrate experimental la sol — circa 2/3 din partea variabilă a cîmpului magnetic terestru. Prin urmare, precesia regulată a celor două momente geomagnetice gravitovortex ne poate furniza deja o explicație coerentă pentru aproximativ 70% din cîmpul geomagnetic *variabil* observat. Să observăm, de asemenea, că variațiile *Sq* cu perioada de 24 de ore ale cîmpului geomagnetic confirmă direct precesia amintită.

Coborînd mai jos, în atmosferă, vom găsi, de asemenea, sisteme similare de curenți de materie rezultată din aceeași precesie a momentelor geomagnetice gravitovortex. Ele sînt reprezentate în figura 160 și dau naștere așa-numiților curenți jet *(jet streams)*, descoperiți relativ recent, și care, după cele mai noi opinii ale meteorologilor, par să contribuie în măsură determinantă la circulația planetară a atmosferei joase, circulație care pînă de curînd era atribuită exclusiv contrastelor termice planetare (ecuator-pol) și simplei distribuții a presiunii aerului la sol. Despre aceste fenomene vom vorbi însă ceva mai pe larg în ultima secțiune a lucrării de față.

Coborînd și mai jos, în nucleul fluid al Pămîntului, care — conform teoriilor actuale ale geofizicii — are o conductibilitate electrică foarte ridicată, vom regăsi aceleași sisteme de curenți electrici, revelate de teoria magnetohidrodinamică, devenită clasică, a lui Bullard (§ 12.3) și prezentate în figura 132. Aceste sisteme de curenți, care atestă (ca valoare, sens și perioadă) aceeași mișcare de precesie egală a celor două momente magnetice $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$, reprezintă, după cum știm, circa 1/3 din partea variabilă a cîmpului magnetic terestru. Iată, așadar, și restul de 30% necesar explicării complete, în maniera neconvențională a gravitovortexului, a cîmpului magnetic *variabil* al planetei noastre.

„Aceasta este însă numai o explicație calitativă", va observa pe bună dreptate cititorul nostru. Într-adevăr, prin această explicație am dorit în primul rînd să dovedim faptul cu totul remarcabil că interpretările și conceptele absolut neconvenționale ale gravitovortexului nu numai că nu vin în contradicție cu reprezentările și conceptele actuale ale geofizicii, dar le regăsește, le confirmă și, sperăm, le completează în modul cel mai natural cu putință. Geofizica fiind prin definiție o știință esențialmente „terestră", teoriile sale sînt de regulă puternic și direct ancorate în fenomenele realității fizice imediate, fiind foarte puțin sau deloc înclinate spre speculația matematică pură, astfel încît concordanța dintre concluziile gravitovortexului și ale geofizicii constituie pînă la urmă un argument major, am zice fundamental, în sprijinul teoriei pe care o dezvoltăm aici.

Pentru a suplini lipsa sesizată mai sus (atît cît este posibil într-o lucrare ca cea de față) ne vom referi acum într-o manieră sintetică la aspectul cantitativ al problemei în discuție. Așa cum am demonstrat anterior, valoarea momentului magnetic rezultant al Pămîntului conform gravitovortexului este, în sistemul de coordonate geografice,

$$|\mathbf{P}| = |\mathbf{P}_0 + \mathbf{P}_s| = |\overline{\mathbf{P}}_0| = 7{,}9 \cdot 10^{25} \text{ gauss cm}^3, \qquad (12.82)$$

adică acest moment are exact aceeași valoare ca și $\mathbf{P}_0$, numai că este înclinat cu un unghi de 11°50′ față de perpendiculara la ecliptică, dusă prin centrul Pămîntului, Δ_2, care reprezintă direcția „statică“ a lui $\mathbf{P}_0$ (fig. 134). Dar datorită interacțiunii cu cealaltă componentă a cîmpului geomagnetic, $\mathbf{P}_s$, vectorul $\mathbf{P}_0$ execută, după cum știm, o mișcare de precesie în jurul direcției „statice“ Δ_2, descriind un cerc centrat pe această direcție și a cărui rază subîntinde un unghi la centrul O al Pămîntului de asemenea de 11°50′.

Prin urmare, poziția instantanee a lui $\mathbf{P}_0$ coincide exact, în orice moment, cu poziția lui $\mathbf{P}$ și cum și valorile lor coincid, rezultă, cum era și de așteptat, că *în sistemul geografic de coordonate cei doi vectori sînt identici*, mai concret, se confundă: momentul geomagnetic rezultant $\mathbf{P}$ va executa deci aceeași mișcare de precesie ca și momentul $\mathbf{P}_0$. Să detaliem însă reprezentarea gravitovortex a compunerii momentelor magnetice și unghiulare ale planetei noastre și a mișcărilor lor, compunere care este redată în figura 139.

Datorită mișcării sale de revoluție în jurul Soarelui, Pămîntul are un moment cinetic orbital $|\boldsymbol{M}_0| = 2{,}7 \cdot 10^{40}$ g · cm²s⁻¹, dirijat în lungul perpendicularei la ecliptică Δ_2; el are și un moment cinetic de spin $|\boldsymbol{M}_s| = 6{,}22 \cdot 10^{40}$ g · cm² s⁻¹ (această valoare poate fi ușor corectată, conform diverselor modele ale structurii interioare a planetei), datorat rotației în jurul axei proprii,

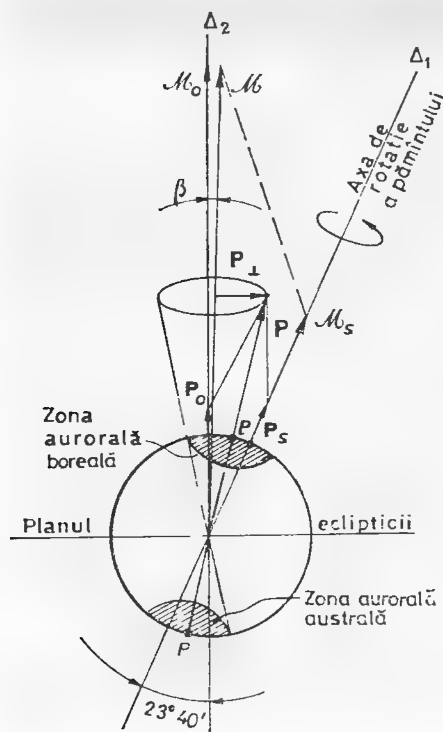


Fig. 139. O consecință firească a deplinei echivalențe a sistemelor vortex-inerțiale: momentele unghiulare ($\boldsymbol{M}_i$) și cele magnetice ($\mathbf{P}_i$) ale planetei Pămînt, compunerea și precesia lor, sînt absolut analoage cu cele revelate de structura fină și hiperfină a mișcării intraatomice (v. fig. 105).

Δ_1 şi dirijat în lungul acestei axe. Cele două momente mecanice pot fi compuse după regula adunării vectoriale:

$$\boldsymbol{M} = \boldsymbol{M}_0 + \boldsymbol{M}_s = \boldsymbol{M}_0\left(1 + \frac{\boldsymbol{M}_s}{\boldsymbol{M}_0}\right). \tag{12.83}$$

Din cauza valorii foarte mari a lui $\boldsymbol{M}_0$ în raport cu $\boldsymbol{M}_s$ direcţia momentului magnetic rezultant $\boldsymbol{M}$ este foarte puţin decalată faţă de direcţia lui $\boldsymbol{M}_0$ (axa Δ_2), cu un unghi β infim, a cărui valoare este

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{\mathfrak{M}_s}{\mathfrak{M}_0} = 2{,}3 \cdot 10^{-7}; \tag{12.84}$$

fără a afecta practic precizia de calcul putem neglija uneori acest decalaj infim.

Pămîntul are, conform gravitovortexului, două momente giromagnetice egale, $|\mathbf{P}_0| = |\mathbf{P}_s| = 7{,}9 \cdot 10^{25}$ gauss cm^3, corespunzătoare mişcărilor mecanice orbitală şi de spin, dirijate în direcţia şi sensul momentelor cinetice corespunzătoare, respectiv în lungul axelor Δ_2 şi Δ_1, care fac între ele un unghi $\varphi = 23°40'$. Momentul magnetic rezultant,

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_0 + \mathbf{P}_s, \tag{12.85}$$

va fi decalat cu $11°50'$ atît faţă de axa Δ_1, cît şi faţă de axa Δ_2.

Observăm că momentul giromagnetic rezultant $\mathbf{P}$ nu are aceeaşi direcţie cu momentul cinetic rezultant $\boldsymbol{M}$. O asemenea situaţie nu poate fi înţeleasă decît în cazul în care momentul $\mathbf{P}$ descrie efectiv o mişcare de precesie în jurul direcţiei lui $\boldsymbol{M}$; este exact situaţia pe care am întîlnit-o şi în cazul mişcării electronului în atomul hidrogenoid (fig. 105), avînd exact aceeaşi rezolvare. Şi pentru ca identitatea să fie perfectă, trebuie să spunem că deoarece momentul cinetic total $\boldsymbol{M}$ personifică axa rotaţiei în ansamblu a întregului sistem (sistemul Soare-planetă sau nucleu-electron), momentul $\boldsymbol{M}_0$ execută, la rîndul său, o mişcare de precesie de amplitudine foarte mică în jurul direcţiei $\boldsymbol{M}$ (precesia planului orbital) la fel ca şi momentul $\boldsymbol{M}_s$ (§ 12.3).

Aşadar, mişcarea planetară descrisă de gravitovortex se dovedeşte efectiv a fi identică cu mişcarea intraatomică revelată de precizia experimentală spectroscopică, pînă la detaliile structurii hiperfine. Dacă lucrurile stau într-adevăr astfel, aceasta ar implica consecinţe importante cu repercusiuni majore asupra unor domenii fundamentale ale fizicii actuale, consecinţe pe care nu le vom analiza în cursul lucrării de faţă, şi aşa din cale afară de neconvenţională. La urma urmei, identitatea cu mişcarea intraatomică, revelată pe parcursul acestei lucrări, a avut pentru noi în primul rînd o destinaţie *metodologică:* ea ne-a permis să expunem cititorului într-o formă — sperăm — acceptabilă, aspectele cu totul neconvenţionale ale mişcării planetare gravitovortex, pe baza unui model convenţional foarte bine cunoscut.

Despre consecinţele mecanice ale precesiei momentelor cinetice planetare $\boldsymbol{M}_0$ şi $\boldsymbol{M}_s$ şi despre verificarea lor experimentală, vom vorbi în secţiunea care urmează. Acum vom demonstra că precesia momentului geomagnetic rezultant $\mathbf{P}$ în jurul direcţiei lui $\boldsymbol{M}$ (care practic se confundă cu direcţia Δ_2) descrie cantitativ şi calitativ în bune condiţii valoarea medie şi variaţia cîmpului magnetic terestru observat în sistemul de coordonate geografice.

Aşa cum am văzut anterior, poziţia „statică" a vectorului $\mathbf{P}$ coincide ca valoare şi direcţie cu vectorul moment magnetic al lui Gauss. Prin urmare, ca şi acesta din urmă, poziţia „statică" a momentului rezultant $\mathbf{P}$ va descrie

exact cîmpul magnetic principal al Pămîntului, care reprezintă, conform datelor furnizate de analiza armonică sferică a datelor magnetometrice, circa 80% din valoarea cîmpului magnetic observat. Restul de 20%, reprezentat de seria infinită dată de cel de al doilea termen al membrului doi al ecuației (12.44), este un cîmp *esențialmente variabil*, care, în condițiile Soarelui calm, se reduce la o variație periodică cu perioada de 24 de ore. Geofizica nu dispune în prezent de o explicație unitară și coerentă privind proveniența acestui cîmp variabil.

Spre deosebire de dipolul lui Gauss, momentul magnetic rezultant **P** are o mișcare de precesie cu perioada de 24 de ore și amplitudinea geocentrică de $11°50'$ (exact ca și momentul $\mathbf{P}_0$). Aceasta înseamnă că vectorul **P** este de fapt un vector variabil în sistemul de coordonate geografice (mărimea unui vector nu este dată numai de valoarea, ci și de direcția lui). Din figura 139 putem determina valoarea *componentei variabile* $\mathbf{P}_\perp$ a momentului magnetic rezultant **P**

$$|\mathbf{P}_\perp| = |\mathbf{P}| \sin \varphi = P_0 \sin 11°50' = 0{,}205 \; P_0, \qquad (12.86)$$

Să observăm simplu că componenta esențialmente variabilă $\mathbf{P}_\perp$ a momentului geomagnetic gravitovortex **P** (ea variază numai în direcție în perioadele de calm magnetic, dar poate varia mult și ca valoare în timpul furtunilor magnetice), decelabilă la suprafața Pămîntului, reprezintă tocmai restul de 20% din valoarea cîmpului magnetic terestru măsurat. În aceste condiții putem conchide că gravitovortexul permite într-adevăr interpretarea unitară, coerentă și în acord cu datele de observație, a *totalității* cîmpului magnetic terestru în condițiile Soarelui calm.

De fapt pentru a obține reprezentarea gravitovortex a cîmpului geomagnetic, geofizicienii nu ar avea altceva de făcut decît să scoată dipolul lui Gauss din actuala sa poziție fixă și să-i imprime o mișcare de precesie în jurul direcției Δ_2, perpendiculară la ecliptică, în centrul Pămîntului. Probabil că ei au fost de multe ori tentați să facă această operație simplă, dar fizica actuală nu le-a pus la dispoziție nici un argument care să justifice cît de cît o astfel de mișcare.

Consecințele practice ale noii interpretări a cîmpului magnetic terestru ar fi de maximă importanță pentru specialiști (bineînțeles, numai în cazul în care interpretarea noastră se va dovedi într-adevăr corectă). Ea ar permite, de exemplu, înțelegerea unor grandioase fenomene planetare, care au avut loc în trecutul îndepărtat al Pămîntului sau care au loc în prezent (această posibilitate va fi sumar exploatată în ultima secțiune a lucrării de față),

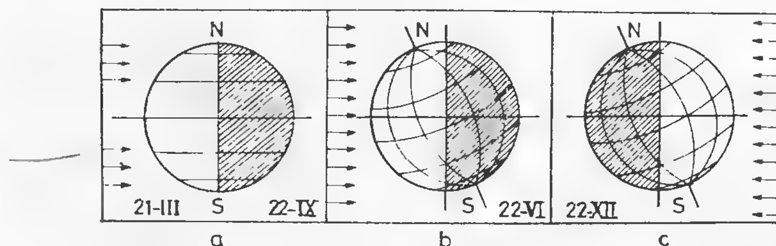


Fig. 140. Iluminarea Pămîntului de către Soare primăvara și toamna (*a*), vara (*b*) și iarna (*c*) determină un așa-numit *meridian zi-noapte*, care joacă un rol esențial în descrierea structurii magnetosferei. Acest „meridian", conținut in planul perpendicular în orice moment pe planul eclipticii (și sistemul de coordonate corespunzător), nu are — după cum se vede — o legătură coerentă cu sistemele de coordonate geomagnetic (dipolar) sau geografic.

interpretarea corectă a anomaliilor magnetice legate de posibilitatea exploatării bogăţiilor subsolului, o definire mai exactă a sistemului de coordonate magnetice cu repercusiuni directe asupra sistemelor actuale de navigaţie şi orientare etc.

Pentru nespecialişti consecinţele ar fi mai mult de ordin afectiv, deoarece ele ar echivala cu destrămarea unui mit pe care îl cultivăm încă din copilărie: mitul existenţei polurilor magnetice fixe „nord" şi „sud" ale planetei noastre, a căror poziţie o credeam precis indicată de direcţia acului magnetic al busolei. *În realitate, aceste poluri nu există, acul magnetic al busolei urmăreşte, în orice loc al Pămîntului, doar mişcarea de precesie a momentului magnetic* P *revelat de gravitovortex*, aşa cum am arătat în secţiunea 12.3.

Să analizăm acum o altă legitate certă a manifestărilor cîmpului geomagnetic, stabilită experimental: *zonele aurorale*. Am văzut anterior că distribuţia spaţială la un moment dat a aurorelor polare este dată de ovalul auroral, care rezultă din compunerea celor două momente geomagnetice $\mathbf{P}_0$ şi $\mathbf{P}_s$ în spaţiul magnetosferic, spaţiu reprezentat de un referenţial ce nu participă la rotaţia diurnă a Pămîntului. Acest oval poate fi reperat cu precizie, deoarece el se proiectează pe „ecranul de observaţie" constituit din atmosfera înaltă: Pămîntul rotindu-se, dedesubtul acestui ecran de observaţie, un observator terestru va privi această localizare spaţială ca şi cînd ar executa un baleiaj radar azimutal.

Dacă însă în loc să considerăm distribuţia spaţială a aurorelor polare, ne interesăm de *frecvenţa de apariţie a acestor aurore într-un punct dat de pe glob*, vom observa atunci, apărînd o nouă regularitate remarcabilă la scară globală. Probabilitatea de apariţie a aurorelor polare — mediată în timp şi spaţiu — prezintă variaţii bine precizate de la un punct la altul al globului terestru: ea este maximă în două regiuni inelare (teoretic două curbe închise) situate în nordul şi în sudul globului, aşa-numitele zone aurorale, care sînt practic curbe închise, centrate pe polurile magnetice (nu pe cele geografice!) şi care au o excentricitate în raport cu acestea de 22° — 23°.

„Bine, veţi spune, dar acesta este chiar ovalul auroral"! Ei bine, nu, cele două curbe închise, centrate pe aceleaşi poluri magnetice şi avînd aceeaşi excentricitate în raport cu acestea, nu pot fi confundate pur şi simplu: zona aurorală reprezintă fenomene caracteristice unui referenţial, *A*, care se roteşte odată cu Pămîntul în jurul axei sale, în timp ce ovalul auroral, fenomene caracteristice unui referenţial, *B*, care nu participă la această rotaţie. Într-adevăr, *caracteristica esenţială (determinată experimental) a zonelor aurorale este aceea că poziţia lor rămîne fixă în raport cu sistemul de coordonate geografice, adică ele participă la rotaţia diurnă a Pămîntului.*

Una peste alta, lucrurile ar sta deci astfel: doi observatori, *A* şi *B*, dintre care unul (*A*) se află într-un referenţial neinerţial (care se roteşte în jurul axei Δ_1), iar celălalt, *B*, se află într-un referenţial inerţial (fix), „văd" acelaşi fenomen auroral (reprezentat sintetic de curbele aurorale) în acelaşi fel. Într-adevăr, curbele aurorale egale se află în repaus — după cum arată observaţiile — atît în raport cu observatorul *A* (zona aurorală), cît şi în raport cu observatorul *B* (ovalul auroral). Iată încă o situaţie fizică foarte concretă, care zdruncină vechea noastră credinţă conform căreia fenomenele fizice depind în esenţă de referenţialul în care sînt considerate.

Putem desigur să eludăm această situaţie supărătoare şi să presupunem că între ovalul şi zona aurorală nu există nici o legătură, ele reprezintă două entităţi fizice distincte, un *fait accompli* al naturii, pe care ne mulţumim să-l constatăm experimental. În prezent lucrurile sînt interpretate chiar aşa,

dar nu pentru că geofizicienii ar fi niște oameni deosebit de dogmatici, ci pentru că fizica actuală și, în special, teoria actuală a gravitației, nu le pun la îndemînă mijloacele necesare stabilirii unei corelări directe între cele două fenomene majore ale magnetismului planetar.

Situația poate fi însă privită și dintr-un alt punct de vedere, mai puțin dogmatic, dar cu mult mai apropiat de realitate, deoarece este susținut de numeroase date de observație: *ovalul și zona aurorală reprezintă același fenomen magnetic planetar ilustrat de aurorele polare și de mișcarea lor (instantanee sau mediată în timp)*. Dacă admitem teza relativistă uzuală conform căreia fenomenele fizice depind în esență de referențialele în care sînt considerate și dacă constatăm experimental că curbele aurorale sînt egale și se află respectiv în repaus în raport cu cei doi observatori (ovalul auroral în repaus în referențialul B, zona aurorală în repaus în referențialul A) se impune automat următoarea concluzie cu consecințe vaste asupra interpretării mișcării planetare: *cele două referențiale, A și B, respectiv referențialul care se rotește odată cu Pămîntul în jurul axei Δ_1 și referențialul („fix") care nu participă la această rotație, sînt referențiale echivalente, adică sînt referențiale inerțiale, mai exact referențiale vortex-inerțiale.* Într-adevăr, dacă oricare din cei doi observatori s-ar orienta după curba sa aurorală, ar putea să susțină pe deplin îndreptățit că el este cel ce se află în repaus.

Așadar, mișcarea de rotație a Pămîntului în jurul axei proprii (Δ_1) este o mișcare inerțială (aceasta este dovedită, între altele, și de rezultatul negativ al experienței lui Michelson), la fel ca și mișcarea sa gravitovortex în jurul Soarelui. Dacă ținem cont de faptul că sistemele vortex-inerțiale reprezintă mișcarea gravitațională în sens generalizat, deducem că *mișcarea de autorotație a planetei noastre (și desigur mișcarea similară a tuturor planetelor sistemului solar) este în esență o mișcare gravitațională.*

Prima și cea mai importantă consecință a acestei concluzii este aceea că mișcările planetare de autorotație și cele de revoluție nu sînt independente, ele trebuie să fie *mișcări cuplate*, la fel ca și mișcările corespondente intraatomice ale electronilor. În teoria actuală a gravitației aceste mișcări nu au nici un fel de legătură între ele, mai mult, mișcarea de autorotație a planetelor este — *stricto sensu* — complet ignorată, deoarece în această teorie planetele continuă practic să fie reprezentate de simple puncte materiale care nu pot avea, evident, mișcări de autorotație.

Spre deosebire de teoria actuală a gravitației, în gravitovortex corpurile materiale au dimensiunile lor reale, reprezentate de raza lor gravitovortex (§ 8.3). Această particularitate precum și faptul că sistemele inerțiale generalizate, adică sistemele vortex-inerțiale, sînt sisteme echivalente, ne permit efectiv nu numai să înțelegem, fizic și matematic, aceste fenomene planetare majore care sînt ovalele și zonele aurorale (fenomene care nu au o explicație în prezent), dar și să stabilim o corelație directă între ele.

Ovalul auroral rezultă, așa cum am demonstrat mai sus, din compunerea efectelor celor două momente magnetice variabile, $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$, în spațiul circumterestru, care nu participă la mișcarea de rotație a Pămîntului în jurul axei sale (Δ_1). Conform gravitovortexului, *zona aurorală* nu este altceva decît ovalul auroral „văzut" din sistemul de referință care participă la rotația diurnă a planetei noastre, adică din sistemul de coordonate geografice.

Într-adevăr, în acest sistem acționează numai momentul magnetic $\mathbf{P}_0$, care, ca urmare a interacției cu componenta $\mathbf{P}_s$ a cîmpului geomagnetic, execută o mișcare de precesie, cu amplitudinea geocentrică de 11°50′, în jurul direcției Δ_2 (fig. 141). Datorită rotației *sincrone* a Pămîntului în jurul

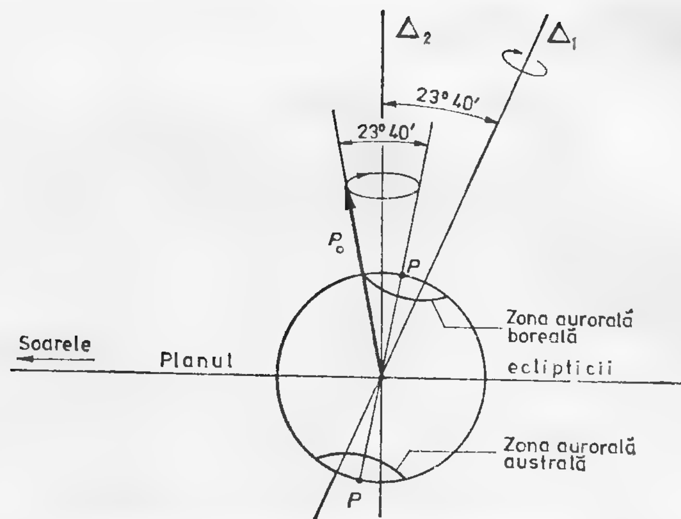


Fig. 141. Precesia momentului geomagnetic $\mathbf{P}_0$ și mișcarea sincronă de rotație a Pămîntului în jurul axei proprii, determină împreună zonele aurorale ale globului, ca și poziția (medie) a polilor geomagnetici *P*.

axei sale (Δ_1), locul geometric al intersecției vectorului variabil $\mathbf{P}_0$ cu suprafața planetei (care determină polurile magnetice boreal și austral), va fi o curbă închisă, centrată pe punctul **P** și avînd în raport cu acesta o excentricitate de 23°40′; această curbă are o poziție fixă în sistemul geografic de coordonate considerat. Iată deci și mecanismul fizic concret prin care ovalul auroral este „transformat" în . . . zonă aurorală.

Așadar, corespunzător momentului geomagnetic variabil $\mathbf{P}_0$, polurile magnetice ale Pămîntului au o poziție variabilă, ele descriu diurn curba polară închisă, determinată mai sus. Prin urmare, punctele **P** reprezintă *pozițiile medii diurne* ale polurilor geomagnetice în sistemul geografic de coordonate, poziții care sînt fixe și care corespund exact cu poziția dipolului magnetic al lui Gauss. Rezultă deci că *zona aurorală reprezintă locul geometric al intersecției direcției instantanee a vectorului variabil* $\mathbf{P}_0$ *cu suprafața Pămîntului.* Mai concret, putem spune că zonele aurorale sînt curbele descrise pe suprafața Pămîntului de variația diurnă a poziției polurilor geomagnetice.

Cititorul nespecialist nu ar trebui să aibă nici o îndoială asupra faptului că interpretările noastre neconvenționale privind diferitele aspecte ale cîmpului geomagnetic, ca cele de mai sus, nu reprezintă simple explicații platonice. Dacă lucrurile stau într-adevăr așa cum le descriem noi aici, consecințele practice care rezultă din acestea ar fi de maximă importanță practică. Oricum, sperăm că cititorul nostru va găsi cel puțin coerentă imaginea cîmpului geomagnetic, corespunzătoare perioadelor de „activitate magnetică calmă", oferită de gravitovortex.

În desfășurarea monotonă a variațiilor calme ale cîmpului magnetic terestru, descrisă mai sus, și care corespunde perioadelor Soarelui calm (variații *Sq*), intervin însă din timp în timp perturbații mai mult sau mai puțin violente. Acestea fac ca elementele înregistrate ale cîmpului geomagnetic să prezinte variații de mare amplitudine sau chiar variații aparent haotice: sînt așa-

numitele *furtuni* sau *subfurtuni magnetice*. Poate oare să interpreteze coerent gravitovortexul și aceste noi fenomene caracteristice perioadelor de intensă „activitate" geomagnetică?

Încă demult perioadele de perturbație geomagnetică au fost direct asociate cu petele solare. Dacă convenim să considerăm variația magnetică „calmă" a cîmpului magnetic terestru drept „activitate" (perturbabilitate) magnetică zero și — conform convenției internaționale — să notăm cu 2 această „activitate" în zilele cu furtuni magnetice foarte intense, vom avea o scară convențională care să măsoare intensitatea unor astfel de perturbații magnetice. Caracterizînd, de asemenea, „activitatea" solară prin numărul *W* de pete (conform definiției lui Wolf) existente la un moment dat pe Soare (ele pot fi cu ușurință localizate și numărate), vom putea reprezenta într-un grafic (figura 142) cele două „activități" din înregistrările efectuate pe Pămînt pe o perioadă de 100 de ani (1830—1930). Acest grafic arată clar faptul că aceste „activități" sînt foarte strîns corelate: este corelația de la cauză la efect; ar fi greu de imaginat o dovadă mai directă și mai concretă asupra cuplajului electromagnetic direct și permanent dintre Soare și Pămînt, pe care îl presupune teoria noastră, dar pe care îl ignoră complet teoriile actuale ale gravitației.

Petele solare (vizibile sau nu) și fenomenele asociate nu reprezintă evenimente singulare, sporadice, care ar influența deci întîmplător interacțiunea permanentă Soare-Pămînt. Dacă privim discul întunecat al Soarelui în timpul unei eclipse totale (sau oricînd în cursul unei zile, cu ajutorul coronografului lui Lyot), vom observa la suprafața sa o „activitate" intensă, erupții mai mult sau mai puțin puternice, așa-numitele protuberanțe solare. Aceste „pete", a căror desfășurare în spațiu (la suprafața Soarelui) și în timp (periodicitatea apariției lor) revelează regularități și legități nete, reprezintă doar efectul vizibil al unor procese desfășurate la scară gigantică în Soare și ale căror caracteristici calitative abia am început să le descifrăm, conform lucrărilor lui W. Wallen, V. Ferarro, H. Alfvén și ale altora.

Atît cît înțelegem astăzi în mod coerent, de pe suprafața Soarelui sînt proiectate în permanență în spațiul interplanetar cu viteze mari (300—900 km/s) puternice fluxuri de protoni și de electroni (vîntul solar), accelerate de cîmpurile magnetice intense și cu variație rapidă, asociate de obicei cu „petele" solare. Numărul de protoni venind din Soare în orice moment este extrem de mare: aproximativ un miliard de particule pe cm^2 și pe secundă. Cînd acest vînt solar proiectat în spațiu întîlnește liniile de forță ale cîmpului magnetic terestru, ele vor fi deviate de acesta spre poli, pătrunzînd astfel în atmosfera înaltă a regiunilor arctice și antarctice, în zona ovalelor aurorale (prin partea de zi a Pămîntului) unde — în timpul furtunilor magnetice — produc frumoasele aurore polare.

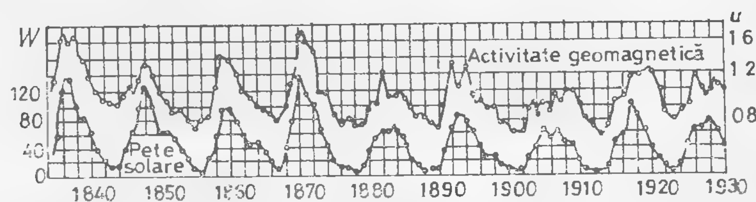


Fig. 142. Corelație empirică pe intervale mari de timp între „activitatea" negravitațională a Soarelui (numărul *W* de pete solare) și „activitatea" magnetică a Pămîntului. Ea demonstrează existența unei interacțiuni „suplimentare" permanente între Soare și planetele sale.

Puterea totală transportată în orice moment de vîntul solar în magnetosferă este estimată în prezent la 10^{12}—10^{13} watt. Această energie se acumulează în trena (coada) magnetosferei (care acționează ca un rezervor tampon de energie) și este disipată apoi în atmosfera înaltă parțial prin procese continui și parțial prin intermediul unor procese explozive, care, din motive istorice au fost numite subfurtuni.

Eliberarea continuă a acestei energii, provenită suplimentar din Soare, duce la creșterea continuă a intensității cîmpului magnetic în zona calotelor polare (această creștere poate fi înregistrată experimental direct). În consecință, amplitudinea precesiei momentului geomagnetic **P** crește, lucru care, printre altele, poate fi observat experimental prin *coborîrea către latitudini mai joase a caspului polar* sau, și mai direct, prin creșterea dimensiunilor zonelor aurorale, așa cum se vede în figura 157.

Uneori zonele aurorale se pot extinde pînă la latitudini foarte joase. Scrierile vremii consemnează apariția în anul 37 e.n. a unor intense aurore polare în regiunea orașului Roma. *Asemenea precesii cu amplitudini extraordinare ale momentului geomagnetic* **P** *pot duce chiar la inversarea cîmpului magnetic terestru,* conform unui proces absolut asemănător cu cel pe care îl putem constata experimental și în cazul mișcării intraatomice a unei particule elementare atunci cînd este plasată într-un cîmp exterior deosebit de intens. Inversări ale polarității magnetice a Pămîntului s-au produs de nenumărate ori în decursul epocilor geologice și ele se găsesc consemnate cu maximă rigoare în codul paleomagnetic încrustat în rocile vechi, cod pe care geofizica actuală îl poate descifra și care ne poate dezvălui destul de clar etapele evoluției în timp și spațiu a planetei noastre.

Eliberarea energiei electromagnetice suplimentare primită din Soare și acumulată în trena magnetosferei se poate face nu numai continuu, ci și violent, prin intermediul unor procese explozive, în timpul așa-numitelor subfurtuni magnetice. O subfurtună este unul dintre evenimentele cele mai importante care se produc în magnetosferă și în care energia magnetică acumulată în coadă este brusc eliberată și disipată sub formă de energie a particulelor. Subfurtunile se prezintă sub formă de evenimente izolate, la intervale de cîteva ore sau zile, sau într-o secvență rapidă, constînd din mai multe evenimente în cursul unei singure ore. Măsurătorile directe arată că în timpul furtunilor și subfurtunilor magnetice *energia acumulată în zonele aurorale crește brusc,* putînd atinge circa $2 \cdot 10^6$ jouli.

Variația elementelor geomagnetice măsurate la suprafața Pămîntului în timpul unor asemenea evenimente spontane pare, la prima vedere, haotică. La o analiză mai atentă se poate constata însă o primă regularitate la scară globală: *perturbațiile care au o valoare minimă la ecuator merg crescînd către regiunile polare, unde ating valorile maxime.* Această regularitate sugerează concluzia că perturbațiile magnetice înregistrate reflectă direct perturbația precesiei regulate a momentelor magnetice $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$, respectiv a momentului magnetic rezultant **P**, produsă de creșterea violentă a intensității cîmpului magnetic în zona calotelor polare.

Dar, după cum se știe, precesia uniformă nu este singura mișcare specifică unui giroscop. Dacă un astfel de sistem este scos pentru un moment din poziția sa de echilibru dinamic, de exemplu, dacă primește un șoc, el execută un fel de „clătinare" în jurul precesiei medii, clătinare cunoscută sub numele de *nutație*. Aceasta este o oscilație amortizată ale cărei amplitudini și durată depind de energia transmisă prin șoc și de caracteristicile dinamice ale sistemului oscilant. Conform interpretării noastre, *perturbațiile magneto-*

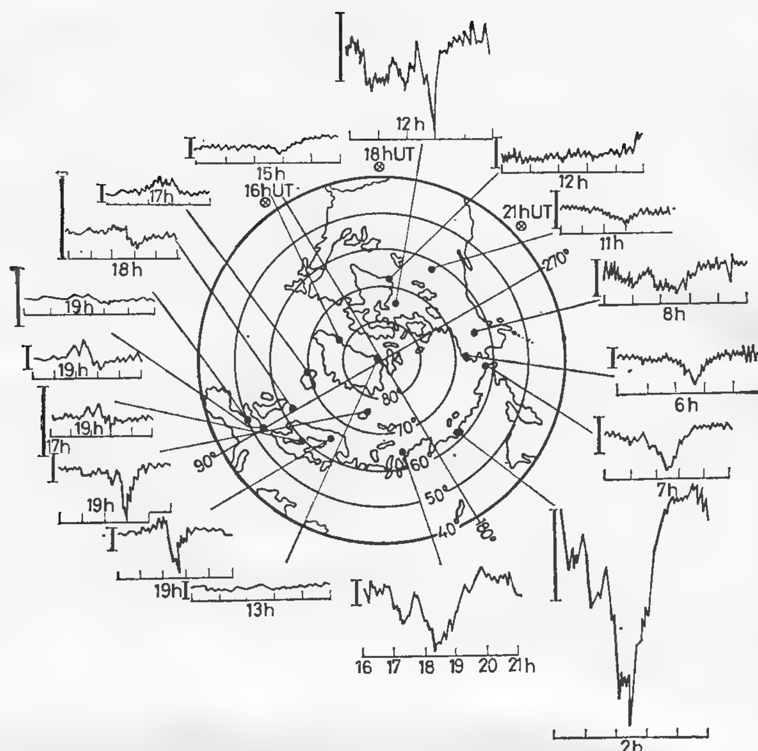


Fig. 143. Magnetograme H înregistrate la scară globală în timpul unei furtuni magnetice (Akasofu).

metrice înregistrate la suprafața Pămîntului în timpul unei furtuni magnetice nu reprezintă altceva decît perturbațiile precesiei regulate a componentelor $\mathbf{P}_0$ *și* $\mathbf{P}_s$ *ale momentului geomagnetic rezultant* **P** *provocate de creșterea violentă a energiei electromagnetice în zona calotelor polare.*

În figura 143 este prezentată la scară, după Akasofu, * distribuția globală a înregistrărilor magnetometrice ale componentei H a cîmpului geomagnetic, efectuate în rețeaua de observatoare situate în zona nordică a emisferei boreale, în timpul unei furtuni magnetice; momentele în care au fost făcute înregistrările locale sînt date în ore ale timpului universal (UT). Prelucrarea matematică a acestor perturbații magnetice înregistrate la suprafața Pămîntului pe baza modelului hidrodinamic al magnetosferei permite obținerea sistemului de curenți ionosferici *echivalenți*, prezentat în figura 144. Examinarea acestor reprezentări tipice ale unei furtuni magnetice ilustrează într-un mod foarte concret interpretarea noastră de mai sus.

Sistemul de curenți ionosferici reprezintă evident precesia momentului geomagnetic rezultant **P**, care este un efect al precesiei componentelor sale $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$. În perioadele de calm magnetic, analizate anterior, în care această precesie este continuă și uniformă, centrul sistemului de curenți se află plasat în planul perpendicular pe ecliptică care conține dreapta ce unește Soarele cu centrul Pămîntului (fig. 130). În timpul furtunilor magnetice (care au

---

* Akasofu S.I., *Polar and Magnetospheric Substorms*, Reidel, Dordrecht, 1968.

diverse grade de intensitate) se constată experimental că acest centru este scos din poziția sa de echilibru, fiind pentru scurtă vreme deplasat cu 30°—65° în raport cu această poziție de echilibru (fig. 144).

Această deplasare a poziției de echilibru dinamic a momentului geomagnetic rezultant **P**, produsă de creșterea violentă a intensității cîmpului magnetic în zona calotelor polare, provoacă mișcarea de nutație, amintită mai sus și, respectiv, variațiile „haotice" de mare amplitudine, dar care se amortizează relativ rapid, ale componentelor cîmpului magnetic terestru, înregistrate în timpul unei furtuni magnetice, care reprezintă un fenomen la scara întregului glob. Această mișcare este pregnant revelată și de reprezentarea (după S. I. Akasofu) în figura 145 a fazelor de dezvoltare a unei furtuni magnetice în raport cu poziția la un moment dat a curbelor aurorale.

În felul acesta, gravitovortexul poate explica coerent, dar într-o manieră inedită, comportarea de ansamblu, calmă și perturbată, a cîmpului magnetic terestru observat. Se înțelege simplu că deoarece acest cîmp este la urma urmei eminamente oscilant, oscilațiile sale fiind forțate, într-o interpretare de ansamblu a rezultatelor analizei armonice sferice trebuie să se țină seama nu numai de oscilația proprie (principală) a sistemului, dar și de oscilațiile forței perturbatoare (ciclul de 27 de zile corespunzînd rotației Soarelui, ciclul de 11 ani etc.). O mențiune specială trebuie să fie făcută asupra oscilației cu perioada de un an (care corespunde unei revoluții terestre) și pe care rezultatele analizei armonice o pune, de asemenea, în evidență.

Desenul din figura 146 arată că variația anuală a activității magnetice are două maxime clar exprimate, corespunzătoare epocilor echinocțiilor, și două minime, corespunzătoare solstițiilor. Deoarece perturbațiile magnetice au o probabilitate maximă de apariție primăvara și toamna în emisfera nordică și minimă vara și iarna, cauza unor astfel de variații trebuie căutată direct în fenomenele legate de poziția relativă a planului ecuatorului Pămîntului și a planului eclipticii. Printre aceste fenomene se numără și formarea petelor pe Soare, care în majoritate apar în zonele de la 10° la 30° latitudine heliografică nordică și sudică. calculată din planul eclipticii; numărul maxim de pete revine însă latitudinii de 10°—15°. De aceea, în epoca echinocțiilor, cînd planul ecuatorului terestru și al celui solar coincid, suprafața Pămîntului va primi o cantitate sporită de radiații emise de aceste „pete".

În felul acesta, variațiile anuale (calme sau perturbate), înregistrate efectiv, pot să apară ca efecte la scară interplanetară ale diverselor sisteme de coordonate, ceea ce probează, o dată în plus, existența unui cuplaj electromagnetic „suplimentar" cuplajului gravitațional dintre Soare și planetele sale. Într-adevăr, cîmpul magnetic interplanetar este direcționat în sistemul de coordonate ecuatoriale solare (GSEQ) [119], în timp ce interacțiunea cu magnetosfera terestră este controlată de sistemul de coordonate magnetosferice solare (GSM) [9]. Au fost deja elaborate modele matematice formale care redau în bune condiții variația anuală calmă observată, bazată pe schimbarea de orientare anuală a sistemului GSM, depinzînd de orientarea axei de rotație a Pămîntului față de vîntul solar, în raport cu sistemul GSEQ, care depinde de latitudinea heliografică a Pămîntului [188].

Cu acestea cercul prezentării imaginii inedite a cîmpului magnetic terestru oferite de gravitovortex ar putea fi considerat închis în această schiță simplificată pe care o facem aici. Dar dacă această teorie interpretează — așa cum ni se pare — într-adevăr corect aspectele fundamentale ale fenomenelor magnetice planetare, atunci se naște posibilitatea extraordinară de a putea urmări desfășurarea unor asemenea procese în intervale de timp

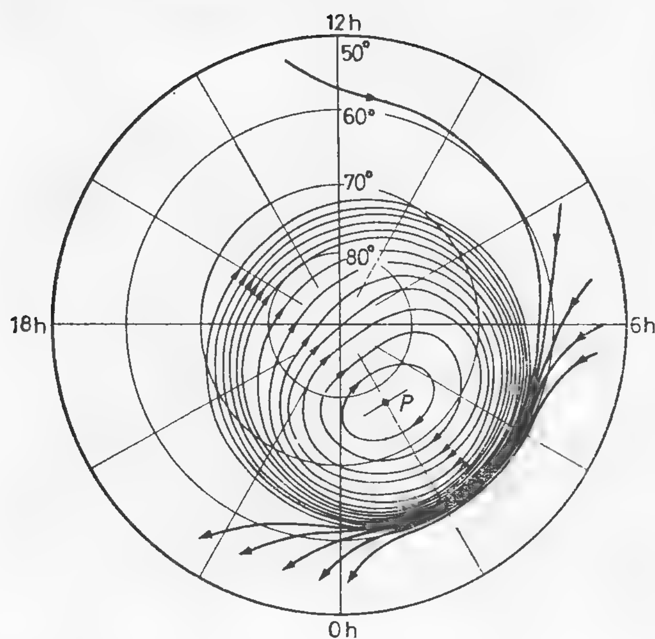


Fig. 144. Curenții electrici echivalenți variației observate în zona polară a intensității H a cîmpului geomagnetic, în timpul unei furtuni magnetice.

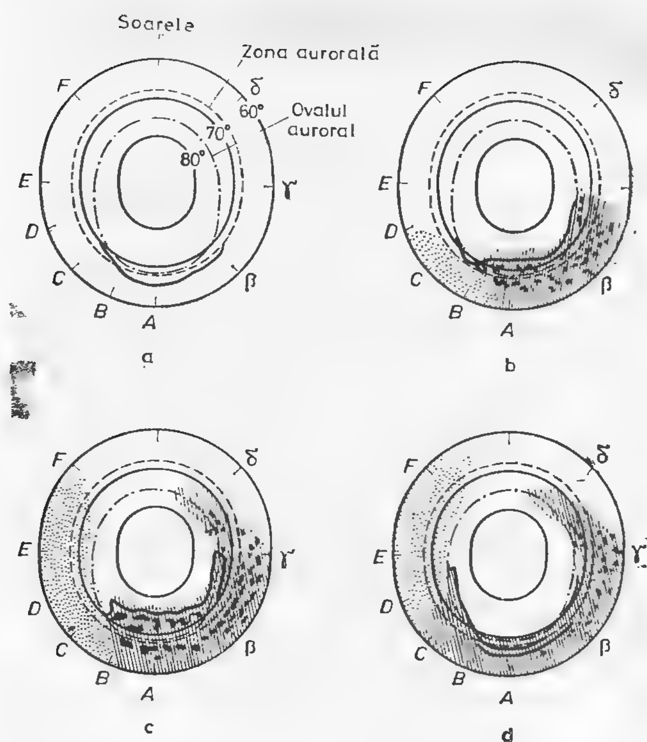
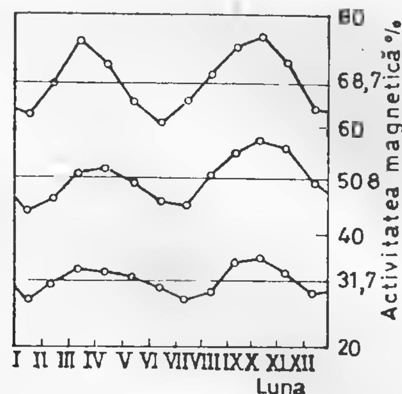


Fig. 145. Schema evoluției unei furtuni magnetice caracterizată prin aurore polare și activitate magnetică: a — calm magnetic, b — începutul fazei de dezvoltare, c — maximul dezvoltării, d — faza de relaxare.

Fig. 146. Variația activității geomagnetice medii (%) în decursul unui an.



cu mult mai mari decît 24 de ore, un an sau 11 ani și pe spații cu mult mai mari decît cele care definesc în prezent Pămîntul și împrejurimile sale imediate. Nu putem rezista tentației de a exploata foarte pe scurt o astfel de posibilitate în ultima secțiune a lucrării de față, cu atît mai mult cu cît geofizica dispune de foarte multe date de observație strict specifice în acest sens.

Mai întîi, vom discuta însă în scurta secțiune care urmează cîteva dintre implicațiile mecanice ale precesiei momentelor geomagnetice $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$. Acestea permit explicarea unor noi reziduuri ale mișcării planetare, interpretată de teoria actuală a gravitației.

12.3.3. Consecințe mecanice ale cuplajului spin-orbită: variația „negravitațională“ a oblicității eclipticii și alte cîteva reziduuri ale mișcării planetare newtoniene

Din lectura secțiunii anterioare cititorul s-a convins probabil, într-o oarecare măsură, de faptul că imaginea inedită oferită de gravitovortex acestui fenomen planetar major, care este cîmpul magnetic terestru, deși diferă în esență de binecunoscutele interpretări convenționale, este totuși o imagine coerentă și, mai ales, în bun acord cu datele de observație, fiind în același timp capabilă să surprindă aspecte de detaliu fine ale manifestărilor acestui fenomen, inaccesibile deocamdată teoriilor actuale. În secțiunea de față vom încerca să întărim convingerea cititorului — prin argumente strict specifice, de natură mecanică — că reprezentările gravitovortex sînt nu numai corecte, dar că ele oferă în continuare noi posibilități de a înțelege și explica alte așa-numite reziduuri ale mișcării planetare descrisă de teoria actuală a gravitației.

Conform compunerii momentelor planetare (cele magnetice și cele unghiulare) prezentată în figura 139 și a semnificației momentului unghiular total, $\boldsymbol{M} = \boldsymbol{M}_0 + \boldsymbol{M}_s$, a cărui direcție personifică axa rotației de ansamblu a întregului sistem considerat, trebuie să privim întreaga noastră reprezentare vectorială ca fiind într-o mișcare de rotație în jurul direcției dată de $\boldsymbol{M}$. Prin urmare, orice vector (reprezentînd un moment magnetic sau un moment unghiular) care nu are această direcție trebuie să efectueze, conform legilor uzuale ale fizicii, o mișcare de precesie în jurul direcției momentului unghiu-

lar rezultant $\boldsymbol{M}$. În secțiunea anterioară am văzut deja că momentul magnetic rezultant $\mathbf{P}$ al Pămîntului execută efectiv o astfel de mișcare.

Deoarece valoarea componentei $\boldsymbol{M}_0$ a momentului $\boldsymbol{M}$, $\mathcal{M}_0 = 2{,}7 \cdot 10^{47}$ $g \cdot cm^2\ s^{-1}$, este cu mult mai mare decît valoarea componentei $\boldsymbol{M}_s$, $\mathcal{M}_s = 6{,}22\ 10^{40}$ $g \cdot cm^2\ s^{-1}$, direcția momentului rezultant $\boldsymbol{M}$ va coincide practic cu direcția momentului cinetic orbital $\mathcal{M}_0$, astfel încît precesia acestui din urmă vector (care antrenează o precesie corespunzătoare a planului mișcării orbitale, adică a eclipticii) va fi de amplitudine foarte mică (fig. 139).

Această precesie a eclipticii nu intră deocamdată în calculele astronomilor, dar luarea ei în considerație s-ar putea dovedi utilă pentru explicarea unor reziduuri sistematice, care apar în cunoscutul *Tabel* al lui Newcomb, ca și în alte lucrări de specialitate mai recente și anume avansul liniei nodurilor. Linia nodurilor reprezintă intersecția dintre planul eclipticii și planul mișcării orbitale ale unei planete date (§ 3.2). Dacă ecliptica execută mișcarea de precesie sus-amintită, va exista automat și o variație corespunzătoare a poziției liniei nodurilor, pe care astronomii o pot lua în considerație pentru reducerea acestui reziduu al mișcării newtoniene.

Datorită geometriei mișcării, precesia momentului de spin $\boldsymbol{M}_s$ în jurul direcției lui $\boldsymbol{M}$ (fig. 139) va avea însă o amplitudine considerabilă, mai exact, o amplitudine geocentrică de circa 23°40′. Dacă această mișcare, presupusă de gravitovortex, ar fi reală, ar fi de neconceput ca ea să nu fi fost deja observată de astronomi. Într-adevăr, această mișcare a fost practic descoperită încă acum 2000 de ani de către astronomul grec Hiparh, cel care a pus bazele astronomiei științifice de observație.

Comparînd longitudinile aștrilor măsurate de el cu longitudinile acelorași aștri măsurate cu 150 de ani înaintea lui de către astronomii din Alexandria, Aristill și Timobaris, Hiparh a constatat că aceste longitudini cresc sistematic cu aproximativ 50,3″ în fiecare an (această viteză se modifică ușor în decursul mileniilor). El a atribuit în mod corect acest fenomen așa-numitei *precesii a liniei echinocțiilor*.

În figura 147 este prezentată mișcarea de revoluție a Pămîntului în jurul Soarelui cu indicarea poziției axei proprii de rotație și a poziției planetei printre constelații la începutul fiecărui anotimp, așa cum arăta ea pe vremea lui Hiparh. După cum se observă, la începutul primăverii (21. III) Pămîntul se găsea în constelația Balanța, iar Soarele în constelația Berbecul; la începutul toamnei (22. IX) Pămîntul se găsea în constelația Berbecul, iar Soarele în constelația Balanța. Dreapta care unește cele două constelații a fost numită *linia echinocțiilor*. Hiparh a observat că pe vremea lui Aristill și Timobaris această linie a echinocțiilor era deplasată cu circa 2° înspre constelațiile Taurului și Scorpion; în prezent ea unește constelațiile Peștelui și Fecioarei.

Prin urmare, linia echinocțiilor se rotește în planul eclipticii în întîmpinarea Soarelui (în sensul acelor de ceasornic), cu o viteză de circa 50,3″ pe an, adică cu circa 1° la 72 de ani și efectuează o rotație completă în planul eclipticii în circa 26 000 de ani. Din cauza acestei precesii, longitudinile tuturor astrelor se măresc cu circa 50,3″ pe an.

Newton a arătat că această rotire a liniei echinocțiilor este legată de modificarea direcției axei de rotație a Pămîntului. Menținînd o înclinare de 66°20′ în raport cu ecliptica, axa de rotație a Pămîntului — respectiv momentul unghiular $\boldsymbol{M}_s$ legat solidar de această axă — execută efectiv o mișcare de precesie în jurul unei axe perpendiculare pe planul eclipticii, adică descrie un con cu o rază geometrică de 23°40′ în jurul acestei axe

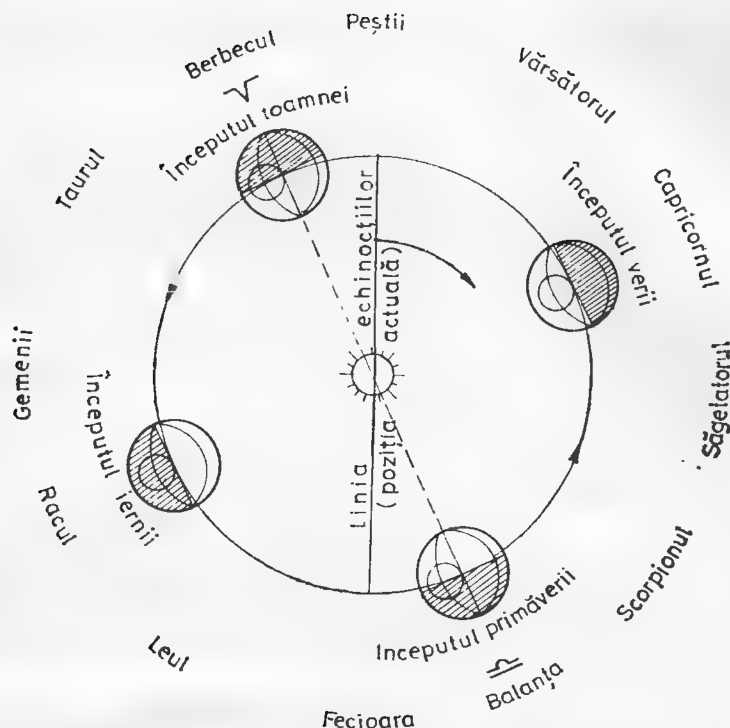


Fig. 147. Anotimpurile anului pe vremea lui Hipparch; punctul primăverii se găsea în constelația Berbecul. În prezent el se găsește în constelația Peștii și această variație seculară marchează precesia liniei echinocțiilor.

(fig. 148). Este exact mișcarea cerută de compunerea momentelor planetare conform gravitovortexului (fig. 139).

Locul unde axa de rotație a Pămîntului intersectează bolta cerească determină așa-numitele poluri cerești. În mod curent asociem în prezent polul nord al cerului cu steaua α din Ursa Mare (steaua polară). Din cauza rotației axei Pămîntului, polurile cerului nu rămîn însă în același loc printre aștri, ci se mișcă în jurul polilor determinați de perpendiculara de ecliptică Δ_2, descriind pe bolta cerească mici cercuri cu raza de 23°40′; polul nord al ecuatorului se mișcă în sens invers acelor de ceasornic, cel sudic în sensul acestora.

Figura 149 prezintă tocmai acest fenomen, adică mișcarea printre aștri a polului nord al cerului; numerele indică pozițiile polului în diferite perioade de timp. Se vede că cu un secol și jumătate î.e.n., adică pe vremea lui Hiparh, polul se găsea cu 12° în urma actualei stele polare (α Ursae Majoris). Cu 3000 de ani î.e.n., cînd se construiau piramidele egiptene, stea polară era Dragonul, iar peste 12 000 de ani stea polară va fi strălucitoarea stea Vega (α Lyrae).

Una dintre consecințele practice ale acestei precesii este aceea că trebuie să se deosebească două noțiuni distincte ale cuvîntului an. Una dintre ele este *anul tropic*, care reprezintă intervalul de timp mediu dintre două treceri succesive ale centrului Soarelui prin punctul primăverii. În prezent, anul tropic este considerat egal cu 365,24220 zile sau 365d 5h 48 min 46 s.

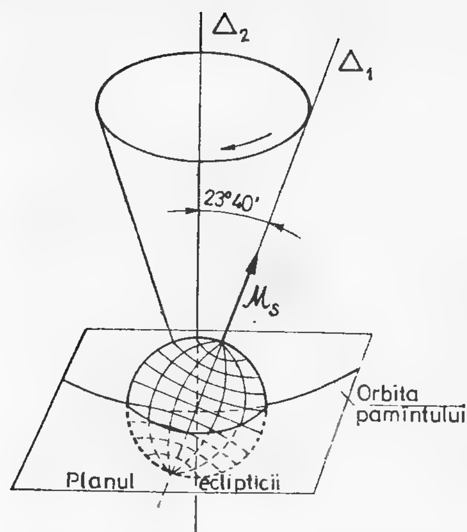


Fig. 148. Precesia axei Pămîntului în jurul perpendicularei la planul eclipticii (Δ_2).

După cum cititorul bănuiește probabil, aceasta este numai o valoare medie, convențională, deoarece ea se modifică în permanență ca urmare a perturbațiilor determinate de mișcarea celorlalte planete sau a altor factori „negravitaționali".

Anul sideral este intervalul de timp dintre două treceri succesive ale centrului Soarelui printr-unul și același loc între aștri. În medie, acesta este egal cu 365, 25636 zile sau 365 d 6 h 9 min 6 s. Diferența de 20 min 23 s. dintre anul sideral și cel tropic corespunde timpului necesar pentru ca Soarele, care se mișcă cu o viteză de 59′ în 24 de ore, să parcurgă acele 50,3″ cu care punctul primăverii se mișcă într-un an pe elipsă în întîmpinarea Soarelui.

Anul sideral este cel care se ia în considerație în cazul mișcării planetare, de exemplu, conform legii a treia a lui Kepler. Anul tropic, care carac-

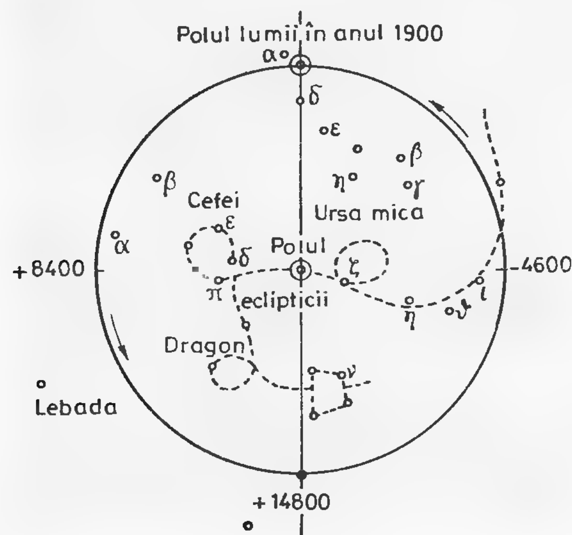


Fig. 149. Mișcarea printre stele a polului nord al cerului, determinat de intersecția axei de rotație a Pămîntului cu bolta cerească.

terizează perioadele de schimbare a anotimpurilor, se utilizează la întocmirea calendarelor și deci la socotirea anilor „tereștri".

Explicația pe care Newton a dat-o mișcării de precesie a axei de rotație a Pămîntului și pe care astronomii și-au însușit-o fără rezerve, nu are propriu-zis nici o legătură cu teoria sa a mișcării planetare, ba, dimpotrivă, am putea spune că ea reprezintă un compromis în raport cu această teorie în care Pămîntul este considerat — ca și oricare alt corp ceresc — un simplu punct material. Datorită neomogenității structurii sale interne (densitate, dispunerea nesimetrică a diverselor straturi etc.) planeta nu poate fi redusă — conform unei cunoscute teoreme fundamentale a teoriei gravitației newtoniene — la „dimensiunea" unui punct material și, în consecință, pentru interpretarea corectă a acestui „detaliu de structură fină a mișcării" planetare, care este precesia axei de rotație, Newton a fost obligat să țină cont de dimensiunea reală a planetei.

Vom reda mai jos interpretarea actuală a cauzelor acestei mișcări de precesie. Ca toate planetele Pămîntul este asemănător unui elipsoid de revoluție ușor aplatizat în lungul axei sale de rotație (raza ecuatorială este mai mare cu aproximativ 21 km decît raza polară). În consecință, el nu poate fi atras gravitațional de către celelalte corpuri cerești exact ca o sferă și forțele de atracție nu trec exact prin centrul său de greutate. Se poate conchide că forța cu care Pămîntul este atras de un corp ceresc oarecare L (fig. 150) se deosebește de cea cu care corpul L ar atrage o sferă omogenă (care poate fi redusă la un punct material), *în primul rînd prin intensitatea sa.* Între altele, ea creează un cuplu în raport cu centrul O, care provoacă mișcarea de pivotare (precesie) a axei de rotație, așa cum se arată în figura 150.

Calculele clasice arată că intensitatea forței care provoacă această mișcare „suplimentară" a plantei noastre este proporțională cu masa M a corpului L, care exercită atracția, fiind *invers proporțională cu cubul distanței de la acest corp la centrul Pămîntului.* Iată cum o mișcare „suplimentară" efectivă a planetei noastre, conformă exigențelor gravitovortexului, se dovedește a fi guvernată de forța „suplimentară" gravitovortex după cum ne arată ... calculele uzuale ale mecanicii cerești!

Interpretarea clasică, deși se abate de la canoanele stricte ale mișcării planetare gravitaționale newtoniene (sau, poate, tocmai din acest motiv!)

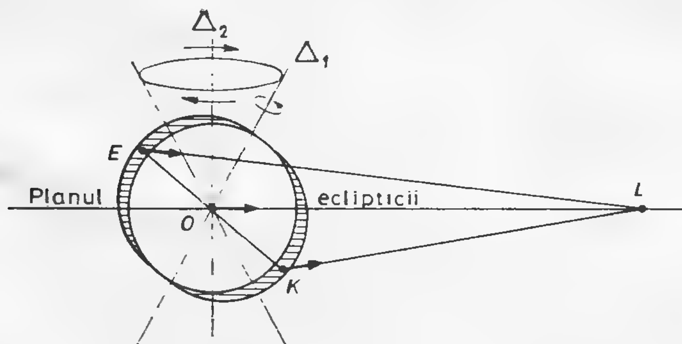


Fig. 150. Explicația fizică a mișcării de precesie a Pămîntului: deoarece planeta nu poate fi redusă — decît într-o primă aproximație — la un simplu punct material O, atracția gravitațională reală exercitată de corpul L asupra planetei creează un cuplu de forțe în raport cu centrul O, care provoacă o mișcare de pivotare a axei de rotație Δ_1, a Pămîntului în jurul direcției Δ_2.

este în *esență* corectă, adică în acord cu datele de observație, deoarece satisface unul din dezideratele fundamentale ale mișcării planetare gravitovortex, acela de a ține seama de dimensiunile reale ale corpurilor în mișcare; în această situație, teoria clasică este obligată să ia în considerație, așa cum am văzut în cazul multor fenomene discutate în cele precedente, o forță „suplimentară“ variind invers proporțional cu cubul distanței, adică tocmai forța „suplimentară“ presupusă de gravitovortex.

Ceea ce ne pare fals în interpretarea clasică este doar credința că dacă Pămîntul ar fi o sferă omogenă sau compusă din straturi concentrice de aceeași densitate, o astfel de precesie a axei de rotație nu ar mai avea loc. Conform compunerii gravitovortex a momentelor planetare și a cuplajului spin-orbită pe care aceasta îl presupune, o astfel de precesie este *obligatorie* pentru orice planetă a cărei axă de rotație nu are direcția perpendiculară pe planul mișcării orbitale, indiferent de structura sa internă și, în principiu, „reducerea“ corpurilor materiale reale la „dimensiunea“ unor puncte materiale și mișcarea lor — conform teoriei actuale a gravitației — nu pot fi acceptate decît ca o *primă aproximație* a fenomenelor gravitaționale reale, ele nu pot pune în evidență detaliile de structură fină ale acestor fenomene.

Dealtfel, mișcarea reală a axei Pămîntului în spațiu și a polului cerului printre aștri este în realitate chiar mai complicată, ceea ce am descris mai sus reprezintă numai deplasarea medie a polului cerului și a punctului primăverii. Polul real al cerului descrie în jurul celui mijlociu o orbită complicată, pe care astronomii au aproximat-o cu o elipsă a cărei axă mare cu o lungime de 18,4″ este îndreptată în lungul arcului descris de precesia axei de rotație de la polul mediu al ecuatorului spre polul eclipticii, adică de la polul mediu al cerului determinat de axa Δ_1, către cel determinat de axa Δ_2; axa mică a „elipsei“ este de 13,7″. Polul real se deplasează pe această „elipsă“ în sens invers acelor de ceasornic dacă privim bolta cerească din interior și această mișcare, descoperită de Bradley la jumătatea secolului al XVIII-lea, a fost numită *nutație*, fiind atribuită tot unor presupuse discontinuități în structura internă a Pămîntului și poziției relative variabile a Soarelui și Lunii în raport cu centrul pămîntului.

Cu ajutorul aceleiași forțe „suplimentare“ gravitovortex $F = k/r^3 \sim M/r^3$, mecanica cerească calculează că influența Soarelui asupra precesiei planetei noastre este 2,2 ori mai mică decît cea a Lunii, aceea a lui Venus de 13 000 de ori, a lui Jupiter de 140 000 ori, a lui Marte de 800 000 ori. Influența celorlalte planete asupra precesiei axei de rotație a Pămîntului este încă și mai mică.

Mișcările de precesie și nutație ale axei de rotație a planetei noastre sînt fenomene binecunoscute în mecanica cerească, explicațiile lor satisfac în bună măsură exigențele gravitovortexului și deși există posibilitatea de a calcula parametrii lor cantitativi și prin metodele neconvenționale ale acestei teorii (de exemplu, cu ajutorul relației $e = \sqrt{G}\, m$) nu vom efectua asemenea calcule acum. Ceea ce am dorit să dovedim în cele de mai sus a fost doar faptul că momentul unghiular $\boldsymbol{M}_s$ al Pămîntului execută efectiv o mișcare de precesie în jurul perpendicularei Δ_2 la ecliptică, la fel ca și momentul unghiular orbital $\boldsymbol{M}_0$ și momentul magnetic rezultant **P**, așa cum cere compunerea gravitovortex a momentelor planetare, prezentată în figura 139.

Considerăm însă necesar să semnalăm și să calculăm un fenomen inedit al mișcării planetare, ale cărei efecte sînt înregistrate de mecanica cerească la capitolul din ce în ce mai bogat al mișcărilor dezidente în raport cu teoria

actuală a gravitației, și pe care astronomii le numesc, cu un termen eufemistic, reziduuri ale mișcării. Este vorba de *fenomenul variației „negravitaționale" a oblicității eclipticii.*

Oblicitatea ε a eclipticii este unghiul dintre planul ecuatorului terestru și planul eclipticii; acest unghi ar trebui să aibă o valoare constantă, 23°40′, dar mișcarea de precesie a axei de rotație (solidară cu axa Pămîntului), descrisă mai sus, și din cauza acțiunii gravitaționale perturbatoare a celorlalte planete ale sistemului nostru solar, acest unghi se dovedește a fi totuși variabil cu timpul. Cele mai recente teorii [156], bazate bineînțeles pe teoria gravitației newtoniene, furnizează următoarea relație a oblicității medii a eclipticii funcție de timp

$$\varepsilon = 23{,}452\,294^\circ - 0{,}0130125^\circ T - 0{,}00000164^\circ T^2 + \\ + 0{,}000000503^\circ T^3, \qquad (12.87)$$

unde T este timpul în secole începînd cu anul 1900.

Termenul liniar din această ecuație este dominant și se observă ușor că pentru perioade istorice îndepărtate ($T \ll 0$) valorile oblicității eclipticii ar descrește în mod constant. Analiza recentă a unui mare număr de înregistrări vechi (de la măsurătorile chinezești și ale lui Ptolomeu și pînă în zilele noastre) arată însă invariabil valori mai mari, cu cîteva secunde de arc pe secol, decît cele furnizate de ecuația (12.87).

Nu puteam bănui pur și simplu că această situație este datorată tehnicii imperfecte de observație și măsurare din epocile trecute: toate observațiile recente asupra Soarelui, Lunii și planetelor dovedesc că oblicitatea ε a eclipticii descrește într-adevăr, în prezent, mai rapid decît permite relația (12.87). Rezumînd situația, Duncombe și Clemence [71] găsesc că rata descreșterii „suplimentare" este cuprinsă între 0,2″ și 0,35″ (0,00005° și 0,00010°) pe secol. R.R. Newton [156] fixează această valoare la 0,25″ pe secol.

Iată, așadar, un nou reziduu al mișcării planetare, revelat de cercetările recente de specialitate, pe care teoreticienii în ale gravitației, preocupați exclusiv de avansul planetar de periheliu și în special de prea mult discutatul avans al periheliului lui Mercur, trebuie oricum să îl aibă în vedere. Dealtfel, cele două reziduuri ale mișcării planetare au o legătură directă, datorită modului în care se fac practic observațiile astronomice asupra mișcării aștrilor și a corecțiilor care rezultă din aceasta (§ 3.2). De exemplu, cu ajutorul relației care dă oblicitatea medie a eclipticii (12.87) Le Verrier stabilește direct relația de condiție care furnizează cunoscutul avans de periheliu al lui Mercur. *Orice teorie a gravitației, care încearcă să explice acest din urmă reziduu al teoriei newtoniene, trebuie să explice în același timp și variația suplimentară observată a oblicității eclipticii.* Spre deosebire de relativitatea generală și de alte teorii ale gravitației, gravitovortexul este capabil de o asemenea performanță.

Să considerăm momentul giromagnetic $\mathbf{P}_s$, situat în cîmpul magnetic terestru, reprezentat de momentul magnetic $\mathbf{P}_0$ (să nu uităm faptul că acest cîmp este datorat mișcării orbitale!), a cărui intensitate polară observată este $H_p \sim 0{,}62$ u.e.m. C.G.S. Această conjunctură face ca cele două momente magnetice (care reprezintă respectiv mișcările de rotație și de revoluție ale Pămîntului) să interacționeze și *această interacțiune magnetică reprezintă cuplajul dintre cele două mișcări gravitaționale principale ale planetei noastre, cea de revoluție și cea de rotație în jurul axei proprii*, cuplaj inexistent în teoria actuală a gravitației.

Deoarece direcţia lui $\mathbf{P}_s$ (care coincide cu cea a momentului unghiular $\boldsymbol{M}_s$) este diferită de cea a lui $\mathbf{P}_0$, *asupra sa se va exercita un cuplu*

$$\tau = \mathbf{P}_s \times \mathbf{H}, \tag{12.88}$$

care va tinde să-l aducă paralel cu direcţia cîmpului **H**, *adică perpendicular pe ecliptică*. Dar Pămîntul este un giroscop, el are un moment cinetic unghiular, $\boldsymbol{M}_s$, de valoare considerabilă, care se va opune acestei tendinţe de aliniere. Cuplul datorat interacţiunii $\mathbf{P}_0 - \mathbf{P}_s$ a celor două componente ale momentului geomagnetic **P** nu va putea provoca alinierea giromagnetului şi rezultatul va fi o mişcare mecanică de precesie a momentului unghiular $\boldsymbol{M}_s$ în jurul direcţiei Δ_1 (care devine astfel numai o *direcţie medie a axei de rotaţie a Pămîntului*), datorită cuplului

$$\tau = \boldsymbol{\omega}_p \times \boldsymbol{M}_s, \tag{12.89}$$

unde $\boldsymbol{\omega}_p$ este viteza unghiulară a precesiei mecanice.

Cum cele două cupluri (12.88) şi (12.89) trebuie să fie egale, putem deduce viteza unghiulară $\boldsymbol{\omega}_p$ a precesiei lui $\boldsymbol{M}_s$

$$\boldsymbol{\omega}_p = \frac{\mathbf{P}_s}{\boldsymbol{M}_s}\mathbf{H} = \frac{\sqrt{G}}{c}\mathbf{H}. \tag{12.90}$$

Mărimea acestei viteze o obţinem introducînd valorile cunoscute în (12.90), adică

$$\omega_p = \frac{2{,}56 \cdot 10^{-4}}{3 \cdot 10^{10}} \times 0{,}62 \sim 5{,}3 \cdot 10^{-15}\ \text{rad/s}. \tag{12.91}$$

Dacă raportăm această viteză nu la o secundă, ci, aşa cum se procedează curent în astronomie, la un secol, vom obţine valoarea seculară

$$\delta\theta = 5{,}3 \cdot 10^{-15} \times 3{,}17 \cdot 10^{9} = 1{,}68 \cdot 10^{-5}\ \text{rad/secol} \sim 3{,}6\,''/\text{secol}. \tag{12.92}$$

Această valoare trebuie uşor corectată. Teorema lui Larmor, pe care am utilizat-o mai sus, este expresia simplificată (prin neglijarea termenilor în H^2) a unei relaţii mai complete [122], şi dă rezultate exacte numai în cazul în care intensitatea H a cîmpului magnetic este suficient de mică. În cazul în care nu am fi neglijat aceşti termeni, valoarea vitezei unghiulare a *precesiei* ar fi fost ceva mai mare decît cea dată de (12.92) şi anume

$$\delta\theta = 3{,}8\,''/\text{secol}. \tag{12.93}$$

Valoarea de mai sus ne pare cunoscută: ea este exact egală cu viteza „suplimentară" de rotaţie a periheliului planetei noastre, adică cu ceea ce am numit avansul de periheliu. Momentul magnetic unghiular $\boldsymbol{M}_s$ este un vector dirijat în permanenţă în lungul axei de rotaţie a Pămîntului, el este în orice moment solidar cu această axă perpendiculară pe planul ecuatorului şi precesia calculată mai sus înseamnă de fapt „precesia" planului ecuatorului terestru în raport cu planul eclipticii (fig. 151). Această „precesie", datorată interacţiunii suplimentare dintre Soare şi Pămînt, presupusă de gravitovortex, este ignorată în prezent de teoria actuală a gravitaţiei şi, implicit, de mecanica cerească.

Rezultă deci două noi concluzii neconvenţionale importante, revelate de mişcarea gravitovortex a planetei Pămînt:

a) existenţa unei precesii a planului ecuatorial terestru în raport cu direcţia axei medii de rotaţie Δ_1 a Pămîntului; aceasta antrenează o variaţie corespunzătoare a oblicităţii eclipticii;

b) viteza unghiulară a acestei precesii, de 3,8 ″/secol, este egală cu avansul de periheliu al planetei Pămînt.

Ambele concluzii par în modul cel mai direct confirmate de datele de observaţie.

Din geometria mişcării de precesie a momentului unghiular $\mathcal{M}_s$, prezentată în figura 151, observăm că în timp ce extremitatea acestui vector (legat solidar de axa de rotaţie a Pămîntului) execută o rotaţie „suplimentară" completă (360°), planul ecuatorului terestru va descrie în acelaşi interval de timp un unghi „suplimentar" de 23°40′, adică vom avea o variaţie suplimentară „negravitaţională" a oblicităţii eclipticii

$$\delta \varepsilon = \frac{23°40'}{360} \times 3{,}8'' = 0{,}25''/\text{secol}. \tag{12.94}$$

Este exact valoarea care rezultă din observaţii [156].

Iată deci un nou reziduu al mişcării planetare, perfect explicat de gravitovortex sau, dacă cititorul doreşte, o nouă mişcare strict specifică cerută de gravitovortex, integral confirmată de cercetările moderne de specialitate. Explicarea avansului de periheliu al planetei Mercur de către teoria relativităţii generale a fost şi este considerată şi în prezent cea mai importantă confirmare a valabilităţii acestei teorii. Dar, aşa cum am subliniat şi cu altă ocazie în cuprinsul acestei lucrări, nu valabilitatea în sine a acestei teorii (pe care nu am contestat-o) este cea care interesează în primul rînd, ci posibilitatea teoriei de a explica nu un reziduu sau altul al mişcării planetare, ci toate sau un număr cît mai mare de asemenea mişcări insolite ale planetelor. Această posibilitate indică clar *limitele de valabilitate* ale unei teorii a gravitaţiei, al cărei scop principal este acela de a explica coerent şi *complet* mişcarea gravitaţională observată.

Explicarea prin gravitovortex a acestui nou reziduu, care este variaţia „negravitaţională" a oblicităţii eclipticii, atrage după sine posibilitatea de a explica şi alte reziduuri ale mişcării planetare. Intersecţia planului ecuatorial al Pămîntului cu planul eclipticii se face după *linia nodurilor*, care determină *punctul vernal*, adică dreapta care uneşte Soarele cu Pămîntul

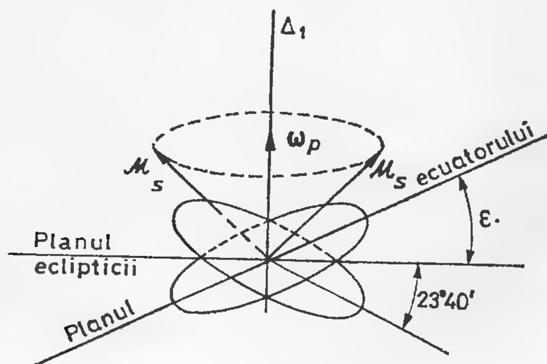


Fig. 151. Schiţă pentru explicarea unui alt reziduu al mişcării planetare observate: variaţia suplimentară a oblicităţii eclipticii.

în momentul echinocțiului de primăvară. De aceea mișcarea de precesie a axei de rotație a Pămîntului antrenează cunoscuta mișcare de precesie a liniei echinocțiilor descoperită de Hiparh. Ca urmare a acestei precesii linia nodurilor execută o mișcare retrogradă în planul eclipticii; *descreșterea suplimentară a oblicității eclipticii antrenează deci o mișcare retrogradă suplimentară a liniei nodurilor, un avans al acestei mișcări, în raport cu teoria actuală a gravitației.*

În tabelul reziduurilor mișcării planetare al lui S. Newcomb sînt puse în evidență *avansuri sistematice ale liniei nodurilor tuturor planetelor*, avansuri pentru care teoria relativității generale nu poate oferi nici o explicație. În consecință, aceste reziduuri sistematice au fost „anulate“, operîndu-se modificările corespunzătoare asupra parametrilor mișcărilor, în limitele marjei de incertitudine în determinarea acestor parametri (această marjă devine din ce în ce mai îngustă prin perfecționarea metodelor de investigație științifică!). În cazul lui Venus, unde — așa cum am văzut — acest avans depășea încă pe vremea lui Newcomb de cinci ori eroarea probabilă, s-a amînat pentru anul 2004 (anul următoarei treceri a lui Venus pe discul Soarelui) tranșarea „dilemei“ dacă un asemenea avans există sau nu.

Conform gravitovortexului această dilemă este falsă. Cuplajul spin-orbită, pregnant revelat de teorie și de datele de observație, arată că *între avansul de periheliu, precesia suplimentară a oblicității eclipticii și avansul liniei nodurilor există o foarte strînsă legătură* și orice teorie a gravitației care se vrea coerentă nu poate evita explicarea *globală* a acestor reziduuri ale mișcării newtoniene. Dealtfel, chiar în interpretarea clasică vectorială a mișcării intraatomice cu care mișcarea gravitovortex a planetelor pare să se identifice, lucrurile se petrec în același fel: precesia planului orbital și „avansul de periheliu“ sînt perfect egale [20].

12.3.4. Implicațiile terestre ale cuplajului spin-orbită din mișcarea planetară gravitovortex

Pentru teoriile actuale ale gravitației planetele reprezintă simple puncte materiale, care au, ce-i drept, o masă dată, dar sînt complet lipsite de dimensiuni. De aceea, rotația planetelor în jurul axelor proprii nu joacă nici un rol în aceste teorii: dealtfel nu poate fi imaginat cum un punct material ar putea avea o astfel de rotație. Recenta descoperire a astronomilor de la Kit Peak (Arizona) a faptului că Uranus și Neptun au o mișcare în jurul axelor proprii, de aproape două ori mai mare decît se credea pînă acum, nu va avea nici un fel de repercusiuni asupra structurii sistemului solar, descrisă de mecanica cerească actuală. Ca să fim obiectivi, ar trebui reamintit că în relativitatea generală planetele nu sînt reprezentate chiar de niște puncte materiale fără dimensiuni, ele au totuși o rază, așa-numita rază gravitațională (relativistă!); raza gravitațională a Pămîntului este, așa cum am văzut, de aproximativ ... o jumătate de centimetru. Se înțelege astfel simplu de ce aceste teorii, perfect elaborate din punct de vedere matematic, suferă eșecuri atît de complete în explicarea unor fenomene relativ obișnuite; modelele lor fizice sînt mult prea departe de ceea ce observăm și măsurăm în realitate.

Eșecuri tot atît de complete a înregistrat dealtfel și electrodinamica clasică (chiar și cea cuantică), atîta vreme cît a presupus în mod simplist că electronul-planetă al atomului hidrogenoid reprezintă un simplu punct material; un astfel de electron nu poate executa o mișcare de spin și în conse-

cinţă el nu poate avea nici momentele cinetice şi magnetice necesare explicării spectrelor observate. Mai mult, a fost necesară nu numai luarea în consideraţie a mişcării de spin, dar şi legarea directă a acestei mişcări de cea orbitală, adică de considerarea a ceea ce numim *cuplajul spin-orbită;* acest cuplaj este revelat astăzi de o celebră ecuaţie a lui Dirac, care încearcă să coreleze şi să sintetizeze coerent principalele aspecte fizice ale mişcării intraatomice. Dacă la nivelul unor particule elementare mişcarea de spin şi cuplajul spin-orbită pe care ea îl presupune a trebuit să fie încorporate în teorie pentru a o pune de acord cu datele de observaţie, cum ar putea lipsi ele într-o teorie a gravitaţiei, care se vrea coerentă şi mai ales în acord cu astfel de date de observaţie?

Mişcarea de spin a planetelor sistemului solar nu trebuie să fie inventată de teoreticieni, ea poate fi observată direct; este o mişcare comună tuturor corpurilor care populează acest sistem. Toate planetele şi marea majoritate a sateliţilor au o mişcare orbitală în acelaşi sens (prograd) cu mişcarea de rotaţie a Soarelui. După H. Alfvèn [4] o astfel de situaţie nu poate fi decît rezultatul unui *transfer de moment cinetic de la corpul central către sateliţii săi;* aceasta (ca şi multe alte fapte empirice) presupune existenţa efectivă şi a unui *cuplaj permanent spin-orbită,* al cărui mecanism teoriile actuale nu îl pot explica. Un astfel de mecanism este revelat în mişcarea planetară de gravitovortex; va fi vorba deci de un cuplaj electromagnetic „negravitaţional", ale cărui efecte „terestre" le vom analiza succint în cele ce urmează.

Momentul magnetic **P**, definit anterior, avînd valoarea $\mathbf{P}_0$ în sistemul de coordonate geografice şi executînd o mişcare de precesie în jurul direcţiei Δ_2 (figura 139) perpendiculară la ecliptică, va furniza, conform teoriei noastre, valoarea observată a cîmpului magnetic terestru. Prin rotirea Pămîntului în cîmpul creat de momentul magnetic P, precum şi datorită precesiei componentelor sale $\mathbf{P}_0$ şi $\mathbf{P}_s$ în ionosferă, în atmosferă ca şi în interiorul globului vor lua naştere curenţi electrici, a căror intensitate relativă va depinde de conductibilitatea electrică a fiecărui mediu în parte.

Intensitatea acestor curenţi va fi diferită însă în diferitele zone ale interiorului globului. Conductibilitatea electrică a stratului de piatră exterior al Pămîntului este de ordinul a $10^8\ \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$, în timp ce conductibilitatea oceanelor este de ordinul a $4 \cdot 10^{-4}\ \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$. Modelele matematice ale geofizicii furnizează pentru conductibilitatea electrică a interiorului Pămîntului valoarea $8{,}6 \cdot 10^{-6}\ \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$, presupunîndu-se că ea este aceeaşi peste tot. În felul acesta, curenţii electrici din nucleul Pămîntului vor fi cu mult mai puternici decît cei din crusta solidă; în mod curent, în modelele menţionate, se face chiar ipoteza suplimentară că *stratul superior, pînă la adîncimea de circa 200 km, este perfect neconductor.* Sistemul de curenţi închişi din nucleul conductor al Pămîntului, curenţii „telurici", este perfect echivalent — calitativ şi cantitativ — cu momentul magnetic al Pămîntului; într-adevăr, conform legilor electromagnetismului, un magnet elementar (dipol) şi un curent electric închis, creează deopotrivă în spaţiul înconjurător un cîmp magnetic corespunzător (Ampère). Geofizica actuală, în acord cu rezultatele analizei armonice sferice aplicate înregistrărilor efective ale componentelor cîmpului geomagnetic, poate calcula sistemul de curenţi din nucleu, corespunzătoare momentului geomagnetic dipolar şi variaţiilor sale, dar consideră — în lipsă de ceva mai bun — că astfel de curenţi reprezintă tocmai cauza cîmpului geomagnetic.

Deoarece poziţia, valoarea şi precesia momentului magnetic rezultant **P** şi a componentelor sale $\mathbf{P}_0$ şi $\mathbf{P}_s$ explică în bune condiţii cîmpul geo-

magnetic observat, putem spune — în baza echivalenței mai sus amintite — că sistemele corespunzătoare de curenți telurici vor fi practic aceleași cu cele calculate conform metodelor actuale ale geofizicii. Aceste sisteme de curenți electrici și interacțiunile lor reprezintă conform gravitovortexului mecanismul fizic concret, prin care se realizează efectiv cuplajul spin-orbită în mișcarea planetară.

După cum am văzut (§ 12.3.3), momentul magnetic $\mathbf{P}_0$ este un rezultat exclusiv al mișcării orbitale; el personifică din punct de vedere magnetic această mișcare, după cum momentul magnetic $\mathbf{P}_s$ personifică mișcarea de rotație a Pămîntului în jurul axei sale. În consecință, cuplajul spin-orbită va fi de fapt un cuplaj $\mathbf{P}_0 \rightarrow \mathbf{P}_s$, reflectat evident și de comportarea momentului magnetic rezultant **P**. În secțiunea de față ne vor interesa în special consecințele pur mecanice ale acestui cuplaj.

În capitolele anterioare am demonstrat că mișcarea gravitovortex a planetelor sistemului nostru solar nu este reprezentată de o curbă închisă (o elipsă) ca în teoria actuală a gravitației, ci, mai degrabă, de o spirală desfășurătoare; planetele se îndepărtează deci continuu de Soare sub influența componentei $\mathbf{F}_\theta$ a cîmpului gravitovortex. De aici au rezultat multe consecințe neconvenționale ale acestei mișcări, așa cum ar fi, de exemplu, expansiunea sistemului solar (creșterea constantei ariilor) și a planetelor înseși (expansiune perfect compatibilă cu legea lui Hubble), „scăderea" constantei gravitaționale G ș.c.l. În capitolele precedente noi am discutat deja un număr mare de dovezi concrete care confirmă aceste concluzii neconvenționale.

Expansiunea continuă a orbitei planetei noastre poate fi dovedită și prin mijloace magnetice, mai concret, prin studiul variației seculare a cîmpului magnetic terestru, variație care există realmente și pe care o putem decela destul de ușor din modificarea valorilor medii ale componentelor cîmpului geomagnetic de-a lungul timpului. Variația seculară a acestui cîmp este reprezentată de diferența dintre valorile medii anuale ale unei componente oarecare pentru două epoci date, împărțite la numărul anilor dintre aceste epoci. Valorile înregistrate la observatoarele răspîndite pe întregul glob sînt foarte diferite, dar unind punctele care au aceeași variație *(izopore)* putem obține o distribuție planetară a acestor variații seculare.

Dispunem de înregistrări sistematice de acest tip începînd cu anul 1912 (Vestine), însă pe baza unor măsurători mai puțin sistematice, dar foarte precise, studiul variațiilor seculare poate acoperi o perioadă de mai bine de o sută de ani. Pe baza acestor date s-au putut calcula valorile relative ale momentului magnetic dipolar al Pămîntului pentru diferite epoci [216, 217] și aceste valori sînt trecute în tabelul 36.

Tabelul 36

Epoca	Epoca mijlocie	Momentul magnetic relativ P_0	Valoarea medie a momentului magnetic relativ P_0
1829		1,047	
1830	1836	1,061	1,053
1845		1,052	
1880		1.036	
1885	1883	1,033	1,035
1885		1,035	
1922		1,011	
1945	1937	0,989	1,000
1945		0,948	

Din analiza datelor sintetice prezentate în acest tabel putem observa că pe întreagă această perioadă de mai bine de o sută de ani de măsurători continue, variația valorii medii a momentului magnetic al Pămîntului păstrează invariabil același semn: ea indică în mod cert o scădere permanentă a acestui moment magnetic. Conform cu cele discutate mai sus, această scădere reflectă direct faptul deja cunoscut din mișcarea planetară gravitovortex că Pămîntul se îndepărtează efectiv de Soare.

Dar descreșterea continuă a cîmpului magnetic, generat de momentul geomagnetic $\mathbf{P}_0$, nu este un simplu concept matematic platonic; ea are implicații fizice majore la scara întregului glob. Momentele $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$ sînt *cuplate* și egalitatea lor numerică apare ca o lege generală a naturii, valabilă, așa cum am văzut, atît în mișcarea intraatomică, cît și în cea planetară. În consecință, valoarea momentului magnetic de spin, $\mathbf{P}_s$, va trebui să aibă, și ea, o variație seculară, adică, mai precis, va trebui să scadă.

Momentul $\mathbf{P}_s$ este un moment *giromagnetic*; el rezultă din rotația cu o viteză dată a sarcinii electrice intrinseci a Pămîntului, $e = \sqrt{G}m$, în jurul axei proprii. Deoarece masa planetei este aproximativ constantă în timp, rezultă că și sarcina sa electrică va rămîne constantă. În consecință, rezultă că valoarea vitezei de rotație a Pămîntului în jurul axei proprii ar trebui să aibă, la rîndul său, o variație seculară, adică, mai precis, ar trebui să scadă; în § 8.5 noi am calculat deja această încetinire seculară a vitezei de rotație a planetei noastre și de fapt în momentul de față nu facem altceva decît să analizăm niște fenomene planetare deja cunoscute, dintr-un punct de vedere nou. cel magnetic, care ne permite să înțelegem, ceva mai concret, mecanismul fizic al acestui proces.

În § 12.3.3 am văzut cum datorită precesiei momentului magnetic **P** și mișcării sincrone de rotație a planetei ia naștere pe suprafața globului așa-numita zonă aurorală. *Datorită acestor mișcări curenții telurici echivalenți induși vor avea aproximativ forma acestei curbe aurorale, fiind centrați pe poziția medie a momentului* **P**, adică pe perpendiculara la ecliptică dusă prin centrul Pămîntului, Δ_2. Se remarcă ușor poziția *excentrică* a acestor sisteme de curenți electrici în raport cu axa de rotație (Δ_1) a Pămîntului.

Este evident că dacă momentul magnetic **P** are o scădere seculară și curenții telurici echivalenți rezultați din rotația planetei în cîmpul magnetic generat de **P** vor avea o scădere seculară similară. *De aici rezultă o frînare lentă a mișcării de rotație a Pămîntului, care va fi resimțită mult mai puternic în nucleul său bun conducător de electricitate decît în crusta sa exterioară, în care curenții induși sînt, comparativ, mai slabi.* Frînarea globului terestru se va executa deci dinspre nucleu înspre crusta solidă, așa cum se face frînarea unei roți de automobil de către saboții de frînă existenți în janta roții. Aceasta explică încetinirea globală observată a vitezei de rotație a Pămîntului în jurul axei sale.

Desigur frînarea crustei nu se va face instantaneu, ea va aluneca în permanență peste nucleul fluid al Pămîntului, avînd o viteză unghiulară mereu mai mare decît acesta. Acest fenomen de *alunecare* este perfect decelabil, între altele prin migrația unor anomalii magnetice locale al căror sedii se află sub scoarța terestră; de exemplu, marea anomalie locală, care, cu cîteva zeci de ani în urmă, se afla în nordul Iranului, se găsește în prezent pe teritoriul Uniunii Sovietice. Așadar, o nouă constatare empirică la scară globală coerent explicabilă conform gravitovortexului: *Pămîntul se învîrte ca un tot în jurul axei sale de la vest către est, dar scoarța sa solidă se deplasează spre*

est mai repede decît nucleul şi anume cu o viteză unghiulară relativă măsurată în prezent de 0,200 grade/an, care reprezintă o viteză periferică de circa 26 kilometri/an.

Această nouă mişcare insolită a planetei noastre, pe care teoria actuală a gravitaţiei o ignoră în chip absolut şi pentru care nici geofizica nu poate oferi în prezent o explicaţie, a primit numele de *derivă vestică*. S-a calculat că această mişcare „suplimentară" a scoarţei solide în raport cu nucleul presupune un schimb anual de energie (prin frecare) de circa $3 \cdot 10^{25}$ ergi [117].

Este oare într-adevăr această mişcare insolită a Pămîntului un efect direct al scăderii seculare a momentului geomagnetic $\mathbf{P}_0$ şi a cîmpului magnetic pe care îl reprezintă, aşa cum se prezintă lucrurile conform gravitovortexului? Răspunsul la această întrebare nu poate fi decît afirmativ, sperăm că cel puţin geofizicienii vor fi de acord cu acest răspuns, deoarece problema în sine are o rezolvare cantitativă exactă.

Soluţionarea formală a acestei probleme constă în a calcula cu cît se modifică cîmpul magnetic terestru într-un punct oarecare de pe glob în decurs de un an, dacă izodinamele X_1, Y_1, Z_1, care trec efectiv prin acest punct, la un moment dat, se deplasează spre vest şi locul lor este luat de izodinamele X_2, Y_2, Z_2. Diferenţele dintre valorile înregistrate ale acestor izodiname nu vor fi altceva decît variaţia seculară *observată* a fiecărei componente a cîmpului geomagnetic, dată de următoarele relaţii

$$\delta X = \frac{\Delta X}{\Delta\theta} v; \quad \delta Y = \frac{\Delta Y}{\Delta\theta} v; \quad \delta Z = \frac{\Delta Z}{\Delta\theta} v, \qquad (12.95)$$

unde θ este longitudinea exprimată în grade şi v este viteza derivei vestice. Pentru aflarea valorilor numerice X, Y, Z, este suficient să se folosească hărţile izodinamelor cîmpului magnetic rezidual şi să se afle gradienţii corespunzători într-un punct sau altul de pe suprafaţa Pămîntului.

O astfel de analiză a fost făcută relativ de curînd de geofizicianul japonez T. Yukutake [238]. Prin prelucrarea statistică a rezultatelor obţinute în reţeaua mondială de observatoare, el a găsit că variaţia medie pe întreaga suprafaţă a globului a „derivei" componentelor cîmpului magnetic terestru este

$$\frac{\partial X}{\partial t} = 0{,}163 \text{ grade/an},$$
$$\frac{\partial Y}{\partial t} = 0{,}202 \text{ grade/an}, \qquad (12.96)$$
$$\frac{\partial Z}{\partial t} = 0{,}139 \text{ grade/an}.$$

Or, în sistemul rectangular de coordonate, componenta Y a cîmpului magnetic este dirijată de-a lungul paralelei cu direcţia pozitivă spre est, deci variaţia înregistrată a acestei componente este perfect egală cu deriva vestică. Astfel Yukutake a stabilit că „variaţiile seculare observate ale cîmpului magnetic terestru sînt condiţionate mai ales de deriva vestică"; după cum se vede, el pare să confunde cauza cu efectul, dar ceea ce este cu adevărat important pentru discuţia noastră o constituie corelarea directă, la scară planetară, pe care lucrările sale o reveleaza între cele două fenomene, corelare presupusă şi explicată de gravitovortex.

Deşi fără o explicaţie cauzală coerentă, deriva vestică a scoarţei terestre este un concept uzual în geofizică; un concept cu totul nou ar fi însă ceea ce vom numi cu totul aproximativ în cele ce urmează *deriva nordică*. După cum rezultă din lucrările lui Yukutake există nu numai o componentă a mişcării scoarţei terestre pe direcţia Y, dar şi o componentă pe direcţia X, adică pe direcţia meridianului geografic (pozitivă spre nord). Această derivă nordică, ignorată de geofizica actuală, este revelată de aceeaşi variaţie seculară a cîmpului geomagnetic ca şi în cazul derivei vestice; *ambele mişcări sînt — conform gravitovortexului — componentele unei mişcări de ansamblu a scoarţei terestre şi au o explicaţie comună.*

Curenţii electrici telurici din nucleul fluid al planetei iau naştere ca urmare a mişcării de precesie a momentului magnetic $\mathbf{P}_0$ şi a rotaţiei Pămîntului în cîmpul magnetic reprezentat de acest moment. Dacă aceşti curenţi ar fi centraţi pe axa de rotaţie a Pămîntului (Δ_1), scăderea seculară a lui $\mathbf{P}_0$ ar fi provocat, conform mecanismului discutat anterior, o *frînare simetrică* a globului terestru, scoarţa terestră ar fi alunecat în lungul paralelelor şi am fi avut evident numai o derivă vestică. În realitate, aceşti curenţi telurici sînt centraţi pe direcţia poziţiei medii a momentului magnetic $\mathbf{P}_0$, adică pe direcţia axei Δ_2 şi *variaţia seculară a lui* $\mathbf{P}_0$ *va provoca o frînare excentrică a globului pămîntesc şi, în consecinţă, apariţia unei componente nordice a derivei scoarţei terestre.*

Putem intui destul de exact mişcarea de ansamblu a scoarţei. Din precesia diurnă a momentului magnetic $\mathbf{P}_0$ şi rotaţia diurnă a Pămîntului rezultă, aşa cum am văzut, zona aurorală. Din scăderea seculară a valorii lui $\mathbf{P}_0$ rezultă frînarea excentrică a rotaţiei planetei astfel încît consecinţa firească a acestei frînări excentrice va fi aceea că *mişcarea rezultantă a scoarţei terestre va fi o mişcare de pivotare în jurul direcţiei axei geomagnetice* (Δ_2), *după o curbă perfect analoagă curbei aurorale.*

Deriva vestică este o mişcare simetrică (de rotaţie) în raport cu axa Pămîntului Δ_1, astfel încît descoperirea ei nu a impus modificări substanţiale asupra vechilor reprezentări ale geofizicii. Existenţa unei derive nordice ar avea însă implicaţii profunde asupra acestor reprezentări, datorate în special faptului că în acest caz axa de rotaţie Δ_1 nu ar mai păstra o poziţie fixă *în corpul* Pămîntului, polurile geografice nord şi sud s-ar deplasa pe suprafaţa planetei, şi, în consecinţă, latitudinea unui punct oarecare de pe glob ar deveni, de fapt ... variabilă.

Acest fenomen este deja cunoscut, el a fost efectiv observat către sfîrşitul secolului al XIX-lea ca urmare a măsurătorilor pe perioade mai mari de timp a latitudinilor în cîteva locuri de pe glob: s-a constatat anume că *latitudinea astronomică a unui punct dat de pe glob nu rămîne constantă*, ci se modifică în permanenţă. Dar din observaţii locale nu se poate stabili dacă aceste modificări sînt datorate variaţiei liniei echinocţiilor în locul respectiv sau din cauza modificării poziţiei axei de rotaţie Δ_1 în corpul Pămîntului.

Pentru a soluţiona această problemă au fost efectuate determinări simultane de latitudine pe o perioadă de doi ani, concomitent, pe de o parte la Berlin şi Praga, iar pe de altă parte în Oceanul Pacific, în insulele Sandwich, situate pe meridianul opus. Raţiunea acestor măsurători concomitente era următoarea: dacă modificarea latitudinilor are loc ca urmare a deplasării axei de rotaţie a Pămîntului, atunci ar trebui ca în timp ce latitudinea la Berlin şi Praga va fi peste valoarea ei medie, în insulele Sandwich ar trebui să fie mai mică decît valoarea medie şi invers. Observaţiile au demonstrat explicit că *variaţia latitudinii locale este datorată schimbării poziţiei axei de rotaţie*

în corpul Pămîntului: modificările latitudinilor la Berlin și Praga au fost aproximativ de aceeași mărime cu cele din insulele Sandwich, dar de semn contrar.

În anul 1898 a fost organizat un serviciu internațional pentru observarea modificărilor de latitudine la șase stații de observare amplasate toate pe aceeași latitudine de 39°8′: în Italia, Rusia (Asia Centrală), Japonia și S.U.A. Rezultatele obținute au arătat că polul *nord geografic* execută efectiv o mișcare complexă pe suprafața pămîntului (fig. 152) de mică amplitudine (0,3″), mișcare care poate fi descompusă în două mișcări periodice avînd respectiv perioadele de un an și de 14 luni. Aceste mișcări de mică amplitudine și cu perioade foarte scurte nu sînt cele scontate de gravitovortex. Prima mișcare a fost atribuită transferului anual al maselor de apă sub formă de zăpadă dintr-o emisferă a Pămîntului într-alta, cealaltă unor deformații elastice ale globului.

Este evident că timpul scurt de cînd au început asemenea măsurători, ca și lipsa unor reprezentări clare asupra cauzelor care provoacă această mișcare complexă a scoarței terestre au făcut ca să nu poată fi înregistrate prin măsurători de latitudine eventuale componente ale mișcării cu perioade mult mai mari și chiar cu amplitudini mult mai mari. Aceasta nu înseamnă că nu dispunem încă de măsurători care să confirme în mod clar mișcarea complexă a scoarței Pămîntului, revelată de gravitovortex, adică mișcarea de pivotare a acestei scoarțe în jurul direcției axei geomagnetice după o curbă aurorală.

Pentru un observator care execută măsurători magnetice pe intervale mari de timp într-o stațiune amplasată undeva pe suprafața globului, *această pivotare a scoarței va fi înregistrată sub forma unei deplasări a axei geomagnetice (respectiv a polilor geomagnetici) pe suprafața Pămîntului, în lungul unei curbe perfect analoagă curbei aurorale.* Se înțelege că amplitudinea înregistrată a acestei deplasări va fi diferită după latitudinea la care se află stația de înregistrare: ea va fi mai mică pentru latitudini mai înalte și mai mare pentru latitudinile mai joase.

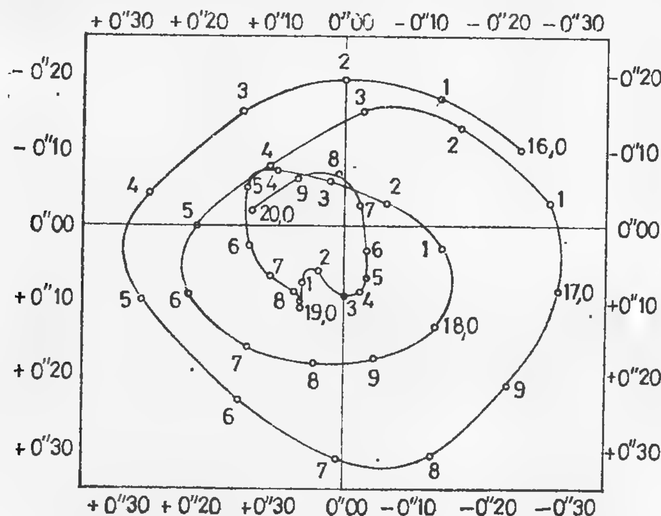


Fig. 152. Mișcarea cu perioadă scurtă a polului nord geografic pe suprafața Pămîntului observată în intervalul 1916 — 1920.

Există înregistrări experimentale directe, executate pe mari intervale de timp, a acestui fenomen revelat de teoria noastră. În figura 153, a, se prezintă sub forma unei diagrame variația componentelor D și I ale cîmpului geomagnetic, înregistrată experimental la Londra ($\varphi = 50°$ N, $\theta = 0°$) pe o perioadă de circa 400 de ani. Deoarece aceste elemente definesc direcția polilor geomagnetici — respectiv a axei geomagnetice — această înregistrare experimentală revelează direct „precesia" relativă a acestei axe, respectiv pivotarea amintită a scoarței terestre în raport cu poziția actuală a acestei axe.

Transpusă la scară planetară (figura 153, b) această înregistrare arată clar deplasarea axei geomagnetice pe suprafața Pămîntului în respectivul interval de timp: așa cum se vede, această deplasare (curba marcată cu puncte) reprezintă într-adevăr o curbă (zonă) aurorală, centrată — nu pe polul geografic — ci pe polul geomagnetic *actual*, conform cu cerințele teoriei noastre.

Trebuie să spunem că datele disponibile ulterioare anului 1920 permit să se tragă concluzia empirică (conform interpretărilor uzuale) că perioada acestei mișcări este de circa 500 de ani. Dacă am dispune de date mai amănunțite privind condițiile fizice la interfața dintre crustă și nucleu, am putea determina, eventual prin calcul, această perioadă a mișcării scoarței terestre.

Dispunem de astfel de înregistrări magnetice experimentale pe o perioadă de circa 200 de ani și pentru alte două puncte de pe glob: Capetown ($\varphi =$

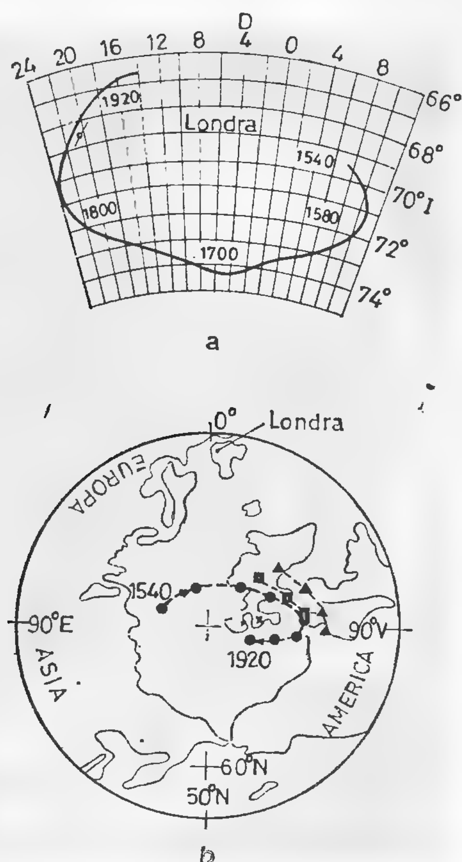


Fig. 153. Deplasarea polului magnetic boreal (respectiv deplasarea crustei terestre în raport cu direcția axei geomagnetice) înregistrată experimental la Londra (●), Capetown (■) și Sianhan (▲), pe o perioadă de timp, de, respectiv, 400, 200 și 200 de ani.

$= 34°S$, $\theta = 19°E$) și Sianhan ($\varphi = 22°N$, $\theta = 114°E$). Aceste înregistrări (figura 153, *b*), marcate în diagramă prin pătrate, respectiv prin triunghiuri, arată clar aceeași deplasare a axei geomagnetice în raport cu suprafața Pămîntului ca și înregistrările londoneze, dar avînd o amplitudine diferită, corespunzătoare latitudinilor diferite ale stațiilor unde au fost executate înregistrările.

Toate aceste înregistrări experimentale, efectuate pe parcursul a sute de ani, demonstrează concludent aceeași pivotare a scoarței terestre în jurul poziției actuale a axei geomagnetice. Ele sînt confirmări directe ale unuia dintre fenomenele planetare importante, revelate de gravitovortex și reprezintă noi dovezi majore în sprijinul teoriei pe care o dezvoltăm aici.

Cu toate că nu au fost amplasate încă observatoare magnetice pe suprafața altor planete, avem totuși dovezi că fenomenul descris mai sus nu este caracteristic numai pentru planeta Pămînt. În figura 154 este prezentată o vedere emisferică a planetei Marte, luată de nava spațială Mariner 9 la 7 august 1972, de la o distanță de 13 126 km. În partea stîngă sus a fotografiei se vede (oblic) calota polară de nord a planetei, avînd un diametru de circa 2 000 km, care prezintă ciudate structuri topografice cvasiconcentrice, dispuse alternativ pe un teren plat, în zona unde anual bioxidul de carbon îngheață și se evaporă apoi prin încălzire. Aceste structuri topografice curbe



Fig. 154. Vedere emisferică a planetei Marte. Structurile topografice cvasiconcentrice din zona calotelor polare revelează, după B. Murray, o deplasare periodică a crustei planetei în raport cu axa de rotație (*polar wandering*), perfect analoagă celei pe care o constatăm și pe Pămînt.

îi sugerează lui B. Murray* urmele traiectoriei axei de rotație a planetei pe suprafața sa: vaporii de CO_2 acționînd ca un colector de praf atmosferic îl depun în zona polară a cărei calotă de gheață are dimensiuni variabile sezonier, dar care sînt delimitate totuși predominant de poziția axei de rotație la un moment dat în trecut. B. Murray *et al.* aduc și alte dovezi concludente, care revelează migrația polilor geografici *(polar wandering)* pe suprafața micuței planete Marte, într-un mod foarte asemănător cu cel cerut de teoria noastră. După cum se observă în fotografie, „curbele aurorale" marțiene (prezente la ambii poli ai planetei) nu sînt nici ele centrate pe polurile geografice și prezintă excentricități ce merg pînă la circa 15°—20°.

Schimbarea periodică și de mare amplitudine a poziției suprafeței terestre în raport cu axa de rotație a Pămîntului poate aduce modificări fundamentale înțelegerii multor fenomene geofizice, între altele în ceea ce privește înțelegerea *variațiilor de climă cu perioadă scurtă*, a căror manifestare caracteristică o constituie înaintarea și retragerea periodică a ghețarilor din anumite regiuni ale globului, proces care nu are încă o explicație în prezent. Modificări „inexplicabile" de climă sînt semnalate în zilele noastre în diferite părți ale globului. Astfel, în Anglia se înregistrează constant o creștere ușoară a temperaturii medii ca și în întreaga Europă de nord și în America de est. În insulele Svalbard temperatura medie a crescut cu 5° F între 1913 și 1937 ș.a.m.d.

Desigur corelarea cantitativă a celor două fenemene, cel al pivotării scoarței terestre în jurul axei geomagnetice și cel al variațiilor de climă cu perioadă scurtă, presupune organizarea unor cercetări concertate de strictă specialitate. Oricum, cercetările paleoclimatice ale lui M. Schwartzbach, M. Scheimann și N. Hramov despre care vom mai vorbi în continuarea discuției noastre, indică o legătură strînsă între variațiile magnetice și climatice înregistrate la suprafața globului terestru, legătură care este sugerată și de multe alte constatări empirice.

Deplasarea scoarței solide a Pămîntului în raport cu nucleul nu presupune numai un simplu proces disipativ de energie, ca în analogia noastră cu frînarea roților de automobil, ci și un transfer efectiv de energie electromagnetică, care se convertește în principal în energie mecanică și tocmai acest transfer pare că reprezintă procesul fundamental care are loc aici. El se produce ca urmare a scăderii rapide cu distanța heliocentrică a forțelor electromagnetice în raport cu cele gravitaționale, conform cu discuția noastră generală anterioară.

Există însă — cum am văzut — nu numai variații regulate, periodice sau seculare ale momentului geomagnetic, ci și variații accidentale, rapide și neregulate, care ar trebui — în cazul în care cuplajul spin-orbită presupus de gravitovortex este real — să aibă repercusiuni corespunzătoare asupra rotației planetei noastre. Astfel ar trebui ca la o variație bruscă a cîmpului magnetic generat de $\mathbf{P}_0$, Pămîntul în ansamblu să sufere o accelerare sau o decelerare a mișcării sale de spin. Dacă acest vector variază brusc (în valoare sau numai în direcție) curenții electrici induși în Pămînt se vor modifica și anume — după legea lui Lenz — variația lor se va opune variației lui $\mathbf{P}_0$. Or, mărimea acestui vector este dictată direct de activitatea „negravitațională" a Soarelui și aceasta se resimte cel mai concludent în timpul furtunilor magnetice, așa cum am văzut în paragraful anterior (12.3.3).

---

* Murray, B., „Science", 179, 1979.

Ca rezultat al acestor furtuni ar trebui deci să înregistrăm variații în mișcarea de rotație a Pămîntului cu ajutorul ceasornicelor moderne, cu mers foarte uniform; asemenea variații sînt efectiv înregistrate. *Accelerări și decelerări spontane ale mișcării de rotație a Pămîntului se produc în mod curent și ziua terestră suferă permanent fluctuații a căror valoare întrece cu mult variația sa seculară observată.* La sfîrșitul unui an, de exemplu, orologiile astronomice (care folosesc rotația diurnă a Pămîntului) rămîn adeseori în urmă sau în avans cu circa 0,05—0,07 secunde, față de cele cu mers uniform. Anunțarea frecventă a unor astfel de accelerări sau decelerări spontane ale mișcării de rotație a Pămîntului în buletinele observatoarelor din rețeaua mondială a devenit un fapt cu totul obișnuit. Mai mult, într-o serie de lucrări de specialitate s-au putut corela empiric direct aceste variații cu variațiile observate ale cîmpului magnetic terestru, dictate de activitatea „negravitațională" a Soarelui.

Cuplajul spin-orbită, revelat de teoria noastră, se dovedește astfel a fi un mecanism fizic eficient pentru a explica fenomene dintre cele mai subtile pe care le înregistrăm pe Pămînt. El poate explica și alte fenomene cu mult mai impresionante, dintre care unele produc efecte catastrofale. Să analizăm, de exemplu, mecanismul neexplicat încă al cauzelor care provoacă cutremurele. La scară globală aceste cutremure sînt — conform gravitovortexului — un rezultat direct al cuplajului spin-orbită al mișcării planetare.

Imaginea actuală a producerii cutremurelor este aproximativ următoarea. Sub influența tensiunilor care se nasc în interior, Pămîntul este supus unor continue deformări. Dintre modificările de formă care au loc (elastice, plastice sau fracturi) primele două nu provoacă schimbări cu caracter brusc, dar ultima implică o variație bruscă de tensiune în locul în care se produce fractura, adică în porțiunea din interiorul Pămîntului (circa 30—70 km de la suprafață) numită *epicentru*. O asemenea variație bruscă a stării de tensiune din interiorul maselor terestre generează unde elastice care se propagă pe anumite zone și care uneori pot provoca efecte catastrofale. Această imagine este însă mai mult o descriere a fenomenului, decît o explicație a lui și problema care se pune este aceea de a arăta cum și ce anume provoacă starea de tensiune din interiorul Pămîntului și din ce cauză se produc toate acestea.

Explicația noastră este simplă: această stare de tensiune este provocată în special de energia eliberată prin frecarea produsă între crusta solidă și interiorul adînc al Pămîntului, datorită vitezelor de rotație diferite ale crustei și nucleului, ca *urmare a scăderii seculare a cuplajului spin-orbită.* De fapt energia poate fi eliberată prin frecare și în zonele mai adînci ale Pămîntului, deoarece structura internă și conductibilitatea electrică a interiorului nu sînt uniforme, astfel încît va exista un gradient al vitezelor relative de rotație în diversele straturi interne.

Producerea acestei energii va fi însă maximă în acele zone de pe glob în care partea interioară a crustei solide prezintă denivelările cele mai mari, adică — conform conceptului actual al *izostazei* (Airy) — în zonele lanțurilor muntoase tinere (cele mai înalte în prezent), care au deci proeminențe interioare mari, adevărate „rădăcini" în crustă (figura 112).

În mod asemănător, vor fi focare puternice de cutremure zonele de subducțiune, unde plăcile subiacente provoacă importante discontinuități de contur (planele Benioff, figura 113), adevărați pinteni cu lungimi de ordinul sutelor de kilometri.

Într-un an se produc pe întregul glob aproximativ un milion de cutremure, care eliberează o energie totală estimată la 10^{25} — 10^{26} ergi. Să obser-

văm, împreună cu M.F. Kane de la U.S. Geological Survey [117], că această energie este aproximativ egală cu cea rezultată din mișcarea relativă a scoarței terestre în raport cu nucleul, ceea ce, în contextul discuției noastre, dovedește pregnant raportul cantitativ direct dintre *cauză și efect.*

În figura 155 este prezentată o corelare empirică sugestivă între energia eliberată prin cutremure la scară planetară și variația vitezei de rotație a Pămîntului pe o perioadă de 150 de ani; ea arată cît de strînsă este legătura dintre aceste fenomene planetare, pe care o sugerează teoria noastră.

Știm însă că cutremurele nu se produc numai în lungul lanțurilor muntoase planetare sau în zona arcelor insulare; rețeaua planetară de rifturi din regiunile dorsalelor medio-oceanice, analizată anterior, reprezintă, de asemenea, puternice zone seismice. Din punctul de vedere expus aici, sistemul de rifturi planetare reprezintă un adevărat sistem de supape de siguranță, prin care energia suplimentară, eliberată în interior, poate fi degajată odată cu materialul subiacent, aflat la presiuni și temperaturi ridicate. Dacă un asemenea sistem planetar de supape de siguranță nu ar exista, el ar fi creat prin fracturarea scoarței solide, iar dacă acest lucru ar fi împiedicat un timp îndelungat, de exemplu, de o crustă solidă continuă, puternic consolidată, *energia subcrustală acumulată ar putea la un moment dat să pulverizeze în spațiu întreg acest înveliș exterior sau o întreagă planetă.* Aceasta a fost probabil soarta planetei Phaeton care cîndva se rotea între orbitele planetelor Marte și Jupiter.

Cu ocazia expulzării magmei subcrustale prin sistemul planetar de rifturi are loc — așa cum am văzut — procesul de expansiune a Pămîntului și corolarul său, deriva continentală. Este reacția firească, necesară, a amintitei frînări: tinzînd să-și păstreze rotația inițială în virtutea inerției, Pămîntul își va mări volumul, după relația aproximativă $\omega R^2 \sim$ const. Considerînd rata determinată experimental a scăderii seculare $\Delta\omega/\omega$ a vitezei unghiulare, rata expansiunii $\Delta R/R$, dată de această relație, corespunde valorii „obser-

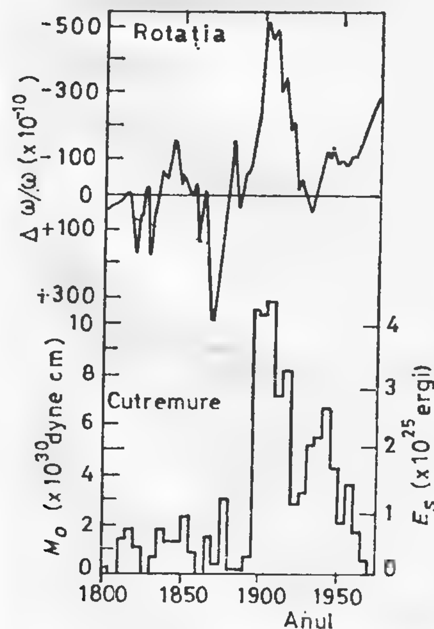


Fig. 155. Corelație empirică între intensitatea cutremurelor (la scară planetară) și variația vitezei de rotație a Pămîntului în jurul axei proprii.

vate" a expansiunii (Jordan, Sagitov, Ivanenko). Or, această expansiune o datorăm, conform discuției noastre anterioare, unei scăderi a „constantei" gravitaționale G, care sub forma $f = |G| = F_C/F_N$ reprezintă raportul dintre forța electrică și cea gravitațională în cîmpul interplanetar al Soarelui.

Regăsim astfel concluziile noastre generale anterioare, dar de data aceasta avem în față mecanismul fizic concret prin care asemenea procese ca cele determinate de „scăderea constantei gravitaționale", ca, de exemplu, fenomenul de expansiune, au loc. Și pentru că avem în față acest mecanism fizic concret, să urmărim din nou — din această perspectivă — filmul evoluției în timp și spațiu al planetei Pămînt, adică deplasarea sa conform gravitovortexului dintr-o zonă situată cîndva în interiorul orbitei actuale a lui Mercur ($r \sim 4{,}5 \cdot 10^{12}$cm) și pînă în poziția sa actuală, într-o perioadă de timp de circa 4,5 miliarde de ani.

Din relațiile cunoscute putem scrie

$$\frac{P_0}{\mathfrak{M}_0} : \frac{P_s}{\mathfrak{M}_s} = f\,\frac{\sqrt{G}}{2c} : \frac{\sqrt{G}}{2c} = f = |G_0|, \tag{12.97}$$

sau, deoarece $P_0 = P_s$,

$$\frac{\mathfrak{M}_s}{\mathfrak{M}_0} = f. \tag{12.98}$$

Valoarea acestui raport, rezultată din date geomagnetice conform gravitovortexului, este semnificativă, deoarece pune în evidență — din punct de vedere mecanic — cuplajul spin-orbită din mișcarea planetară, a unor planete reale și nu a unor simple puncte materiale. Deși problema în sine ar merita o discuție detaliată nu o vom putea aborda decît într-un mod suprasimplificat în cele ce urmează.

Să urmărim mișcarea gravitațională a planetei reale de rază R, de masă m și avînd o viteză unghiulară de rotație ω în jurul axei proprii, care se rotește simultan în jurul Soarelui la distanța r cu viteza unghiulară ω_0 (fig. 156). Conform cunoscutei teoreme a lui Steiner, momentul de inerție al planetei reale I față de centrul de greutate al Soarelui va fi

$$I_0 = I + mr^2, \tag{12.99}$$

unde I este momentul de inerție față de propriul centru de greutate. Momentul unghiular rezultant va fi deci

$$\mathfrak{M} = I\omega + mr^2\omega_0 = \mathfrak{M}_s + \mathfrak{M}_0.$$

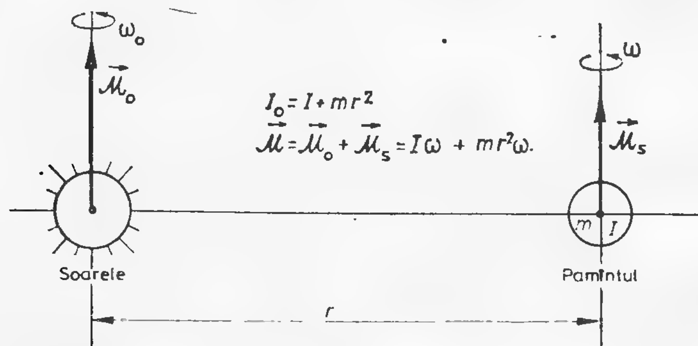


Fig. 156. Schemă pentru calculul momentelor reale de inerție și unghiulare ale unei planete în raport cu Soarele.

Să presupunem, pentru simplificare, că planeta are o formă sferică. După cum se știe, momentul de inerție integral I al unei sfere este dat de următoarele valori:

$I = mR^2$ — pentru o sferă goală la interior;

$I = \frac{2}{5} m R^2$ — pentru o sferă omogenă;

$I = 0$ — pentru un punct material sau, eufemistic, pentru o „sferă" a cărei masă ar fi concentrată în centrul de greutate.

Se vede simplu că în teoria actuală a gravitației lucrurile sînt astfel simplificate încît avem $I = 0$, $\mathfrak{M}_s = 0$ și, respectiv, $I_0 = mr^2$, $\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_0$.

În gravitovortex planetele păstrează dimensiunile lor cvasireale. În consecință, vom avea $I \neq 0$ și deci, ținînd cont de (12.98),

$$\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_0 + \mathfrak{M}_s = \mathfrak{M}_0\left(1 + \frac{\mathfrak{M}_s}{\mathfrak{M}_0}\right) \sim \mathfrak{M}_0(1 + f), \qquad (12.100)$$

adică obținem și pentru momentele unghiulare planetare aceeași corecție ca și pentru forța gravitațională newtoniană (8.119). În § 12.3.2 și § 12.3.3 am arătat cum se compun aceste momente unghiulare și care sînt mișcările „suplimentare" care rezultă din acest cuplaj, mișcări care, așa cum dovedesc observațiile, sînt reale.

Pare paradoxal, dar determinarea valorii reale a momentului unghiular $\mathfrak{M}_s$ este nu numai dificilă, dar și foarte incertă: Pămîntul nu este o simplă sferă omogenă și nici măcar un elipsoid de rotație omogen; el are o așa-numită „turtire" determinată foarte precis din analiza mișcării sateliților „geodezici" a avea valoarea 1/298,3; din determinările tot atît de precise ale astronomiei privind precesia echinocțiilor, această turtire are însă valoarea 1/300.

După părerea multor geofizicieni, turtirea reală de azi a Pămîntului corespunde condițiilor dinamice din „timpurile geologice", cînd Pămîntul se rotea mai repede. Încetinirea rotirii Pămîntului ar implica o reducere a turtirii, ceea ce ar avea însă loc cu o întîrziere corespunzătoare vîscozității maselor din interiorul globului, a căror adaptare la condițiile dinamice variabile ale mișcării planetare nu se poate face prompt. Valoarea mare a întîrzierii cu care forma generală a Pămîntului, caracterizată de turtire, se adaptează variației de viteză a rotației terestre implică o vîscozitate enormă a materiei în mantaua Pămîntului — căci nucleul, cu proprietăți de fluid, nu ar interveni în acest proces — de ordinul a 10^{26} poise; pentru a ne face o idee despre această valoare enormă, să ne gîndim că vîscozitatea apei este abia de o sutime din unitatea de vîscozitate dinamică reprezentată de 1 poise.

Dacă în locul constantei de timp care ar asigura reajustarea turtirii terestre la rotația mereu încetinită a planetei noastre și care este de circa zece milioane de ani, adică corespunde condițiilor geodinamice existente în pliocen, am utiliza o constantă de timp dedusă — conform metodelor uzuale ale geofizicii — din migrația observată a polilor geografici (asociată cu cea a polilor geomagnetici) rezultă totuși o vîscozitate dinamică a interiorului globului de circa 10^{24} poise. Aceeași vîscozitate de valoare enormă este cerută și de reajustările izostatice privitoare la echilibrul maselor terestre, ca și de alte fenomene planetare aflate în domeniul de investigație al geofizicii.

Dacă frînarea mișcării de rotație a Pămîntului în jurul axei proprii se face — conform mecanismului cunoscut — dinspre interiorul globului către exteriorul său, înțelegem simplu că, în condițiile de vîscozitate discutate mai

sus, trebuie să existe un gradient cu valoare importantă al distribuției vitezelor unghiulare în interiorul globului terestru; viteza unghiulară $\omega = 7{,}3 \cdot 10^{-5} s^{-1}$, pe care o determinăm experimental la suprafața Pămîntului, va fi cu mult mai mare decît cea existentă în interiorul său adînc. În aceste condiții, determinarea momentului unghiular de spin pe baza relației $\mathfrak{M}_s = I\,\omega$ va furniza o valoare mai mare decît cea reală. În § 12.3 am văzut cum Blackett a introdus factorul de corecție care să țină cont de variația în interiorul globului a vitezei unghiulare, dar pe care — din lipsa unor date necesare — l-a considerat pînă la urmă egal cu unitatea.

Înlocuind valorile cunoscute în relația (12.98) obținem

$$\frac{\mathfrak{M}_s}{\mathfrak{M}_0} = \frac{6{,}22 \cdot 10^{40}}{2{,}7 \cdot 10^{47}} = 2{,}3 \cdot 10^{-7} = 3{,}45\, f, \qquad (12.101)$$

adică o valoare de 3,45 ori mai mare decît valoarea cerută de gravitovortex. Interesant și semnificativ este și faptul că în lucrările citate ale lui Blackett, ca și în cele ulterioare ale lui Chapman [40] și Ferraro [84], care dezvoltă teoria lui Blackett, se constată aceeași „dizidență": raportul $P_s/\mathfrak{M}_s$ în cazul planetei Pămînt este de circa 3,45 ori mai mic decît în cazul altor corpuri cerești, așa cum ar fi, de exemplu, Soarele sau steaua 78 Virginis.

Rezultă de aici că valoarea momentului unghiular $\mathfrak{M}_s = 6{,}22 \cdot 10^{40} g\, cm^2 s^{-1}$ al Pămîntului pare supraevaluată de geofizicieni. Această situație are o explicație simplă, dacă ne gîndim la faptul că datele asupra vitezelor de rotație din interiorul adînc al Pămîntului lipsesc practic cu desăvîrșire. Este, de asemenea, probabil ca o atare supraevaluare să provină, într-o anumită măsură, și din neomogenitățile de structură revelate de geodezia gravimetrică, și, poate, din interpretarea distribuției valorilor densităților conform diferitelor discontinuități în structura internă a Pămîntului, structură care reflectă în mod pregnant, așa cum am văzut, fenomenul de expansiune al planetei.

Oricum, valoarea mare a „constantei" gravitaționale, rezultată din (12.101) cu actuala valoare a lui $\mathfrak{M}_s$ nu reflectă deloc această expansiune, respectiv procesul „scăderii" în timp a constantei gravitaționale. Să derulăm invers filmul îndelungatei evoluții a planetei noastre și să o aducem din nou în vecinătatea orbitei sale inițiale. Putem deduce ușor valoarea constantei gravitaționale la nivelul acestei „traiectorii inițiale"

$$f_0 = \frac{\theta_s}{G_0 M r \rho} = \frac{7{,}32 \cdot 10^{32}}{6{,}67 \cdot 10^{-8} \times 2 \cdot 10^{33} \times 4{,}45 \cdot 10^{12} \times 5{,}52} = 3{,}45 f. \qquad (12.102)$$

Foarte interesant! Dacă admitem, conform teoriei actuale a gravitației, că Pămîntul a avut dintotdeauna actualul moment unghiular orbital $\mathfrak{M}_0$, rezultă din (12.101) și (12.102) că între orbita inițială și cea actuală momentul unghiular de spin $\mathfrak{M}_s$ a păstrat, de asemenea, o valoare constantă. Cu alte cuvinte, planeta s-a mișcat în spațiul interplanetar... conform mecanicii newtoniene, adică cu $\mathfrak{M} = \text{const}$.

Totuși... mișcarea considerată mai sus nu prea seamănă cu mișcarea gravitațională newtoniană, care presupune că Pămîntul s-a mișcat dintotdeauna practic la aceeași distanță de Soare; or, între orbita inițială gravitovortex și orbita actuală, distanța heliocentrică a crescut cam de trei ori, adică a avut loc fenomenul de expansiune al orbitei planetare. Nu, nu este vorba de nici o greșeală, între cele două orbite planeta s-a deplasat nu numai cu $\mathfrak{M} = \text{const}$, dar și, după cum se vede, cu $G = 3{,}45\, G_0 = \text{const}$, adică exact

așa cum postulează teoria actuală a gravitației; în § 9.5 noi am demonstrat clar faptul că această teorie implică automat fenomenul de expansiune, atunci cînd se presupune că mișcarea gravitațională se face astfel încît $G = \text{const}$.

„Oricum, veți spune, valoarea $f = 3,45\, f_0 = \text{const}$ este prea mare față de valoarea „actuală" a constantei gravitaționale." Desigur, dar dacă dorim să ținem cont de fenomenul real de „expansiune a universului", va trebui să ținem cont nu numai de expansiunea orbitei planetare, ci, așa cum am discutat pe larg în cele precedente, și de expansiunea planetei însăși. Noi am transportat planeta la locul „nașterii" sale cu densitatea sa actuală; dacă raza orbitei sale a scăzut cam de trei ori, atunci — conform relației fundamentale a gravitovortexului $fr\rho = \text{const}$ — și densitatea planetei a trebuit să crească cam de același număr de ori (în § 12.1, noi am calculat exact această creștere), astfel încît la nivelul orbitei inițiale a Pămîntului valoarea constantei gravitaționale a fost

$$f_0 = f\frac{r}{r_0}\,\frac{\rho}{\rho_0} = f\,\frac{1,5\cdot 10^{13}\times 5,52}{4,45\times 10^{12}\times 19} = f = |G_0|, \qquad (12.103)$$

adică avea exact aceeași valoare pe care o are și în prezent! Vedem astfel simplu că „scăderea" constantei gravitaționale pe întreg parcursul acestei evoluții ar trebui să fie regăsită integral în fenomenele dinamice ale expansiunii — expansiunea planetei și expansiunea orbitei sale — analizate anterior, în acord cu „coincidențele" numerice ale lui Mc Dougall, pe care le-am discutat deja.

Rezultă aceeași situație „ciudată" pe care am mai analizat-o anterior: dacă presupunem legea gravitației a lui Newton valabilă, atunci G devine variabil, și invers, cu $G = G_0 = \text{const}$ legea lui Newton nu mai este valabilă și trebuie să luăm în considerație forțele suplimentare ale cîmpului gravitovortex. Este exact, unul și același lucru, două aspecte formale diferite, dar absolut echivalente.

De exemplu, cu $G = 3,45\, G_0$, Pămîntul va avea la nivelul orbitei sale inițiale o constantă a ariilor $G_0 = r_0 v_0 = r_0\sqrt{3,45 G_0 M/r_0} = 4,43\cdot 10^{19}$, adică exact egală cu cea pe care o are astăzi; cu alte cuvinte, el s-ar fi mișcat în spațiu conform cu mecanica lui Newton, adică cu $C = \text{const}$. Dacă însă considerăm $G = G_0 = \text{const}$, atunci legea lui Newton nu mai este valabilă, în sensul că va trebui să luăm în considerare forțele suplimentare ale cîmpului gravitovortex, care fac ca $C \neq \text{const}$. Putem da multe asemenea exemple, care ar ilustra concret considerațiile noastre teoretice anterioare. „Variația" constantei gravitaționale în largul cîmpului interplanetar al Soarelui poate atinge astfel (2, 3, 5, 10) G_0, adică este de milioane de ori mai mare decît o postulează teoriile moderne ale gravitației. Cu toate acestea, nu putem fi deloc siguri că sofisticatele experimente care se concep sau chiar se execută în marile laboratoare din unele țări, în scopul detectării directe a unei scăderi seculare a constantei gravitaționale, vor putea fi încununate de succes.

În realitate, noi regăsim această „variație" în fenomenul de expansiune, iar în exemplul de mai sus va fi vorba de expansiunea orbitei inițiale a Pămîntului, reflectată direct de creșterea „constantei" ariilor $C_0 = r_0\sqrt{G_0 M/r_0} = 4,42\cdot 10^{19}/\sqrt{3,45}$, de 1,85 ori. Aceasta nu mai seamănă desigur cu mecanica lui Newton, în schimb seamănă cu ceea ce constatăm în realitate: constanta ariilor lui Mercur este în prezent de 1,65 ori mai mică decît cea a Pămîntului. Creșterea continuă a „constantei" ariilor la nivelul orbitei

fiecărei planete este, așa cum rezultă din tabelul 37, unde sînt prezentate valorile lor relative în raport cu cea a Pămîntului, una dintre cele mai remarcabile regularități revelate de structura actuală a sistemului nostru solar.

Tabelul 37

Planeta	Mercur	Venus	Pămînt	Marte	Jupiter	Saturn	Uranus	Neptun	Pluton
$\frac{C_i}{C_p}$	0,61	0,85	1,00	1,23	2,28	3,08	4,38	5,48	6,09

Pentru ca Mercur să ajungă, de exemplu, la nivelul orbitei actuale a lui Pluton ($r \sim 5{,}9 \cdot 10^{14}$ cm) „constanta" sa a ariilor, $C \simeq GMr$, ar trebui să crească de circa 10 ori!

Aceste concluzii sînt ușor de înțeles dacă ne reamintim că ceea ce rămîne constant, conform teoriei noastre, este produsul $Gr\rho$ = const și nu „constanta" ariilor din mecanica lui Newton, $C = \sqrt{GMr}$ care neglijează complet expansiunea. Legea constanței ariilor a fost dedusă empiric de către Kepler din mișcarea Pămîntului și a lui Marte și apoi a fost extrapolată de către Newton la mișcarea tuturor planetelor, ceea ce a condus la legea sa a forțelor și la artificiul matematic al mișcării în jurul centrului comun de greutate. Ulterior s-a recunoscut unanim că Kepler nu ar fi putut descoperi legea sa în mișcarea planetelor (care nu au practic o astfel de mișcare, cel puțin din cauza acțiunii perturbatoare a celorlalte planete), decît datorită unor imprecizii de observație, dar legea lui Newton a fost păstrată împreună cu artificiul matematic amintit.

Așadar, orbitele actuale ale planetelor sistemului solar (mai exact „constantele" ariilor și momentele cinetice corespunzătoare) reflectă automat „scăderea" în timp și spațiu a constantei gravitaționale f și această „scădere" este diferită de la o orbită la alta. Ori de cîte ori vom considera în calculele noastre $f = |G_0|$ = const, în întregul spațiu interplanetar (ca în mecanica newtoniană sau în relativitatea generală), vom presupune *implicit* expansiunea și corolarele ei, mai mult, vom presupune această expansiune ca făcîndu-se cu același „indice politropic" ca al Pămîntului la toate corpurile, ceea ce — așa cum am văzut — nu este cazul real, dacă considerăm valorile actuale ale densităților planetelor ca fiind corecte.

Se înțelege simplu că sub acest aspect elegant, dar formal, al „scăderii constantei gravitaționale" în timp, se ascund de fapt cantități uriașe de energie, care trebuie puse în joc și pe care teoriile moderne ale gravitației nu au de unde să le furnizeze (motiv pentru care au și inventat mecanisme cosmice salvatoare, ca de exemplu rarefierea materiei în univers ș.c.l.). Întreaga energie cinetică din mișcarea orbitală a Pămîntului în jurul Soarelui este în prezent $E_c = \mathfrak{M}_0\omega_0/2 = 2{,}7 \cdot 10^{47} \times 2 \cdot 10^{-7}/2 = 2{,}7 \cdot 10^{40}$ erg. Newton recunoaște simplu faptul că teoria sa a gravitației nu poate explica cum a căpătat această planetă (ca și celelalte, dealtfel) asemenea energie uriașă, care apare astfel ca „negravitațională". În zilele noastre s-a descifrat însă clar — cu ajutorul sateliților și aparatelor moderne — că asemenea energie vine tot de la Soare, prin intermediul radiației emise de el și ar trebui să ne hotărîm să depășim, în sfîrșit — și în domeniul teoriei gravitației — nivelul informațiilor despre sistemul solar de acum aproape 400 de ani.

Știm astăzi că Soarele emite sub formă de radiații $3,86 \cdot 10^{33}$ erg/s, din care prin secțiunea transversală a magnetosferei (diametru 15—20 raze terestre), în planul perpendicular pe linia Pămînt-Soare, Pămîntul recepționează efectiv circa 10^{20} erg/s [98]. În decursul existenței sale (4,5 miliarde de ani $\sim 1,5 \cdot 10^{17}$s) el ar fi primit circa $1,5 \cdot 10^{37}$ ergi și de 100 de ori mai mult dacă ar fi rămas pe orbita sa inițială. În felul acesta, planeta primește efectiv suficientă energie „negravitațională" de la Soare, pentru a suferi dinamica „negravitațională" sugerată de teoria noastră. Acesta este dealtfel însuși mecanismul „exportului" de moment cinetic al Soarelui, prin care putem explica actuala repartiție a momentului cinetic în interiorul sistemului solar. export postulat de teoriile cosmogonice ale lui Alfvèn, Hoyle și de multe alte teorii. Studii recente [25] demonstrează că „vîntul solar", la parametrii detectați efectiv în spațiul interplanetar, reprezintă un mecanism natural și eficient pentru „exportul" de moment cinetic al Soarelui.

Datorită cuplajului electromagnetic spin-orbită, filmul evoluției în timp și în spațiu al planetei noastre ar trebui să fie efectiv păstrat în uriașul depozit pe care îl constituie înregistrările vechi, scrise sau imprimate în roci. Spre deosebire de înregistrările magnetometrice sistematice, care au început a fi făcute abia de 400 de ani și într-un singur loc pe glob (Londra), aurorele polare, datorită desfășurării lor spectaculoase — legate adesea de credințe mistice — sînt consemnate în scrierile vremii pe o perioadă de peste 2500 de ani! Una dintre cele mai vechi observații scrise despre aurore este cea de la Roma, din anul 505 î.e.n., care vorbește de lănci de foc apărînd din cerul în flăcări. Aurora anului 37 e.n., apărută în timpul domniei împăratului Tiberiu, a fost atît de intensă, încît locuitorii Romei au crezut că orașul Ostia a luat foc și au trimis ostași pentru a ajuta la stingerea incendiului.

Aurorele polare se manifestă însă numai excepțional la latitudini atît de joase, dar E. Vestine [216] a putut să traseze totuși curbele frecvențelor observate ale acestor aurore boreale la diferite latitudini de pe glob (figura 157). Se vede de aici că zona noastră aurorală. despre care am vorbit mai sus, nu este decît una dintre aceste curbe și anume cea corespunzătoare frecvenței maxime actuale (notată convențional cu 100) și că în anumite condiții precesia momentelor magnetice poate avea o amplitudine foarte mare. Dacă mișcările planetare sînt într-adevăr absolut identice cu cele ale unui electron în atomul de hidrogen atunci depășirea unei anumite amplitudini a precesiei ar trebui să conducă la inversarea sensului vectorului moment magnetic al Pămîntului, adică la inversarea cîmpului său magnetic. Asemenea inversări s-au produs periodic în trecutul geologic.

Este un fapt fizic pe care îl putem înregistra direct, acela că în timpul furtunilor și subfurtunilor magnetice, energia acumulată în calota polară și fluxul magnetic cresc puternic și în consecință *dimensiunile* curbelor aurorale cresc semnificativ (caspul polar coboară către latitudini mai joase). Aceasta înseamnă că distribuția în timp și spațiu a zonelor aurorale din figura 157 poate fi perfect explicată prin creșterea, în condițiile creșterii activității solare, a amplitudinii precesiei regulate a momentelor magnetice $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$.

Deoarece valoarea vectorului $\mathbf{P}_s$ este legată în mare măsură de masa și de viteza de rotație a Pămîntului în jurul axei sale, pare exclus că acest vector și-ar putea inversa sensul; dealtfel, o asemenea inversiune nici nu s-ar fi resimțit prea mult la suprafața Pămîntului și deci nu ar putea fi reținută de roci sub forma magnetismului remanent. Singura variație posibilă între asemenea limite este cea a vectorului $\mathbf{P}_0$. legat intrinsec de condițiile foarte

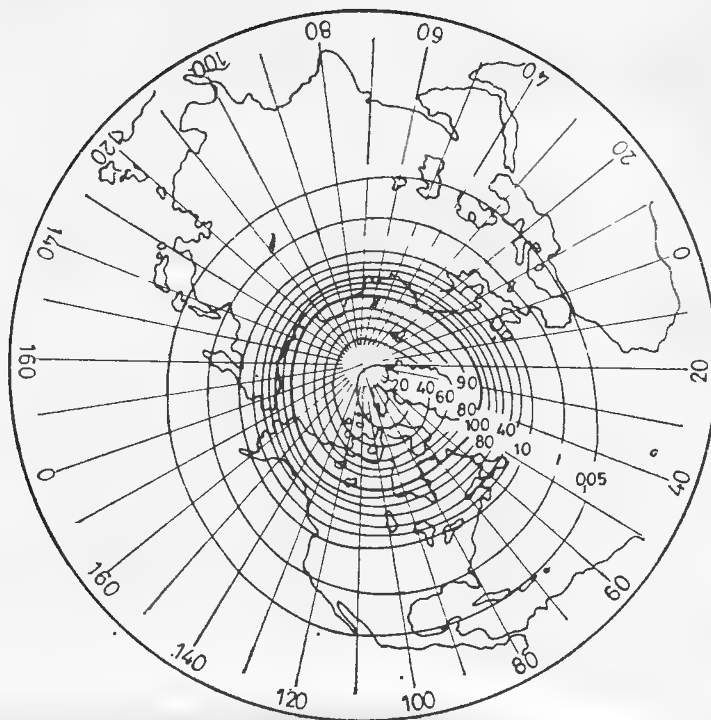


Fig. 157. Frecvența relativă (%) de apariție a aurorelor polare la diverse latitudini marchează, în timp, variația dimensiunilor zonelor aurorale, respectiv precesia cu amplitudini diferite a momentului geomagnetic **P**.

variabile ale cîmpului magnetic interplanetar, adică legat direct de procesele foarte variabile care se petrec în Soare.

Soarele este într-adevăr o stea variabilă; ne spune aceasta perioada undecenală a activității sale și o serie de alte caracteristici pe care astrofizica le înregistrează destul de clar. Atrage de asemenea atenția faptul că polaritatea perechilor de pete care apar într-o emisferă este întotdeauna opusă polarității perechii care apare în emisfera cealaltă și că aceste polarități se inversează efectiv de la un ciclu la altul. Intensitatea cîmpului magnetic al petelor solare atinge 4 000 u.e.m. CGS și corespunde unui moment magnetic de $5 \cdot 10^{30}$ gauss cm^3, adică este de circa 600 000 de ori mai mare decît momentul magnetic al Pămîntului. Periodicitatea acestor variații (care nu modifică însă momentul magnetic solar), este destul de mică (de aceea le și putem înregistra direct), dar există toate motivele să credem că în Soare se produc fenomene periodice de mare intensitate și avînd perioade cu mult mai mari, așa cum sugerează și înregistrarea activității solare (numărul de pete solare) în perioada 1910—1970, prezentată în figura 158. Depășirea unui anumit nivel al activității solare, respectiv a amplitudinii precesiei momentului geomagnetic $\mathbf{P}_0$, ar putea conduce la inversarea cîmpului geomagnetic.

În orice caz, printre stelele variabile al căror cîmp magnetic a putut fi studiat, multe, ca de exemplu *HD* 125 248 studiată de Babckok [12], prezintă caracteristica remarcabilă de a-și inversa periodic polaritatea cîmpului magnetic general; intensitatea la polii stelei poate varia astfel practic între

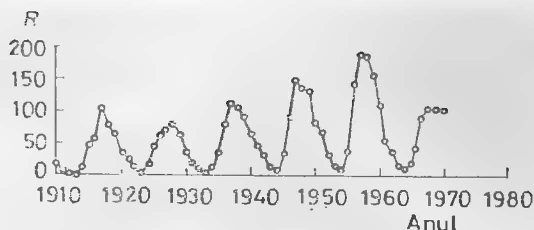


Fig. 158. Modificarea în timp a „activității" Soarelui dovedește că acesta este o stea variabilă.

+7 800 și —6 500 u.e.m. CGS. Dacă similar cu cazul stelei *HD* 125 248 Soarele și-ar inversa semnul momentului său magnetic, momentul geomagnetic $\mathbf{P}_0$ și-ar schimba, de asemenea, semnul și cîmpul geomagnetic s-ar inversa; această inversiune ar putea fi măsurată la suprafața Pămîntului și în consecință ar putea fi înregistrată de magnetismul remanent al rocilor.

Inversiuni ale cîmpului geomagnetic sînt constatate experimental în prezent, prin metode paleomagnetice la scară planetară; ele apar deosebit de sugestiv și în harta din figura 111 (anomaliile geomagnetice) sub forma unor benzi alternative ce se întind pe multe mii de kilometri (blana de zebră) de-a lungul rifturilor oceanice. După Hospers J., Hramov A. și alții, periodicitatea acestor inversări este de circa 0,5 milioane de ani. Cercetări îngrijite, executate recent pe roci extrase din sudul Suediei, i-au condus pe J. Hospers, Hauser și Morner la concluzia că ultima inversiune a avut loc cu 12 400 de ani înaintea erei noastre.

Să vedem acum care ar fi poziția polilor magnetici la suprafața Pămîntului, în cazul unei inversiuni a cîmpului magnetic terestru (după cum știm, conform gravitovortexului, acesta este totuși un cîmp cvadrupolar). În figura 159 este prezentată compunerea momentelor magnetice — $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$ în această situație a cîmpului magnetic inversat, în ipoteza că axa de rotație a Pămîntului păstrează aceeași înclinare în raport cu ecliptica pe care o are în prezent. Se observă că direcția momentului magnetic rezultant (axa dipolului geomagnetic) nu ar mai trece prin zona calotelor polare, ci s-ar situa la o latitudine de

$$90^\circ - \frac{180^\circ - 23^\circ 40'}{2} \sim 12^\circ, \qquad (12.104)$$

adică s-ar apropia foarte mult de ecuator. Se ajunge astfel în situația aparent paradoxală că deși cîmpul magnetic este complet inversat față de cel actual,

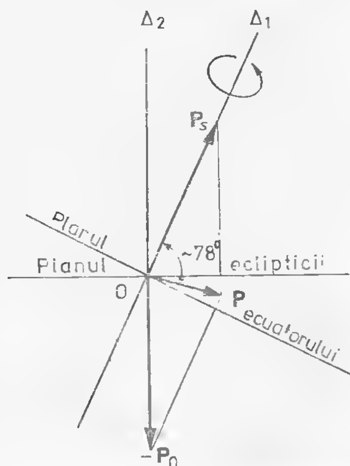


Fig. 159. Schiță pentru determinarea direcției axei geomagnetice și respectiv a polilor geomagnetici în cazul inversării cîmpului magnetic terestru.

polul nord magnetic nu trece nici măcar în emisfera sudică, ci coboară numai pînă la latitudinile insulelor Filipine, Indiei și Canalului din Panama.

Asemenea concluzii la scară mare de timp și spațiu, care decurg din teoria noastră, par în bun acord cu datele de observație. Rezultatele cercetărilor paleomagnetice pe perioada din precambrian și pînă în anul 1953 pot fi prezentate în tabelul 39 întocmit de A. N. Hramov, unde sînt date coordonatele geografice ale polului magnetic boreal al Pămîntului în diverse perioade și epoci geologice trecute, ca valori medii rezultate din prelucrarea statistică a datelor obținute de diverși cercetători. Numărul determinărilor prezentate în coloana a treia reprezintă la rîndul lor valori medii rezultate dintr-un mare număr de măsurători asupra probelor de roci europene și americane. În coloana a cincea și a șaptea este prezentată așa-numita rază de certitudine (figura 161), care indică limitele erorilor posibile în determinarea poziției polului magnetic (φ — latitudinea, θ — longitudinea). Semnul (+) indică un cîmp magnetic direct (ca cel actual) iar (—) unul inversat; ambele semne arată că în epoca respectivă au avut loc schimbări repetate ale direcției cîmpului geomagnetic.

Tabelul 39

Perioada, epoca	Vîrsta în 10^6 ani	Numărul determinărilor	EUROPA Coordonatele polului nord magnetic		Raza de certitudine	AMERICA Coordonatele polului nord magnetic		Raza de certitudine	Polaritatea observată
			φ_0	θ_0		φ_0	θ_0		
Antropogen	—	17	87	193	2,7	84	156	5,1	+
Neogen	25	16	81	213	5,1	—	—	—	−
Paleogen	60	9	73	155	5,0	76	199	13,7	+
Cretacic-Jurasic	100	8	73	153	17,9	—	—	—	−
Triasic mediu	130	6	59	157	20,9	73	89	13,5	±
Triasic timpuriu	150	13	54	156	4,9	52	108	18,4	±
	170	13	45	164	4,7	46	114	5,1	±
Permian	185	14	42	165	6,2	40	110	7,2	±
Carbonifer	225	21	36	161	6,5	39	131	10,2	±
Devonian	275	10	35	159	6,5	21	107	—	±
Silurian-cambrian	400	10	25	151	9,4	7	133	25,7	±

Mai concret, aceleași rezultate se pot vedea în figura 161, unde este ilustrat traseul pe care s-a deplasat polul nord magnetic al Pămîntului începînd din proterozoicul inferior și pînă în zilele noastre după datele furnizate de rocile europene (1) și americane (2). După cum se observă clar în figură, cu toate inversările repetate ale cîmpului geomagnetic, *polul nord magnetic nu a coborît niciodată în emisfera sudică a Pămîntului;* acest paradox absolut al geofizicii actuale este explicat coerent de teoria noastră și constituie desigur o confirmare majoră, la scara mare de timp și de spațiu, a corectitudinii conceptelor și reprezentărilor gravitovortexului.

Pentru o apreciere mai de detaliu a traiectului descris de axa geomagnetică pe suprafața Pămîntului într-o perioadă de timp atît de mare, ar trebui desigur să ținem cont, mai întîi, de expansiunea planetei și de deriva continentală corespunzătoare, ceea ce ar conduce. cum am văzut în § 12.1, la suprapunerea celor două traiecte rezultate din analiza rocilor europene și a celor americane într-unul singur. Apoi, transpunînd traiectul rezultant pe un glob în miniatură reprezentînd un Pămînt aflat în diversele stadii ale expansiunii sale, am

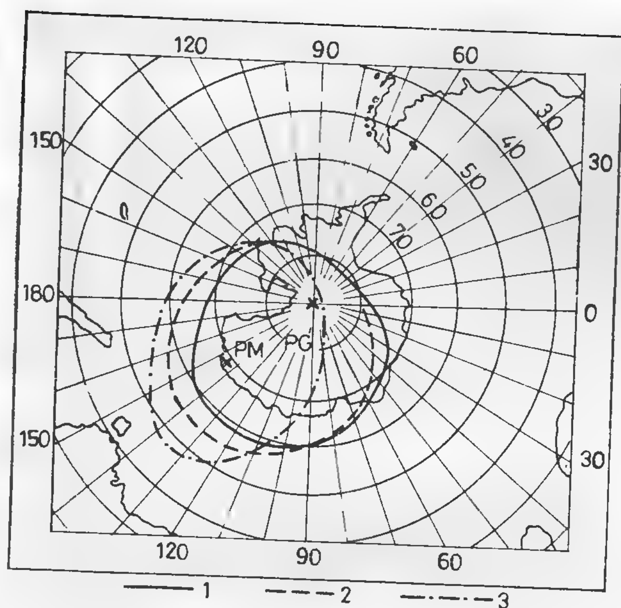


Fig. 160. Zona aurorală australă:
1 — după I. Feldstein;
2 — după R. Hortlein;
3 — după F. Bond.

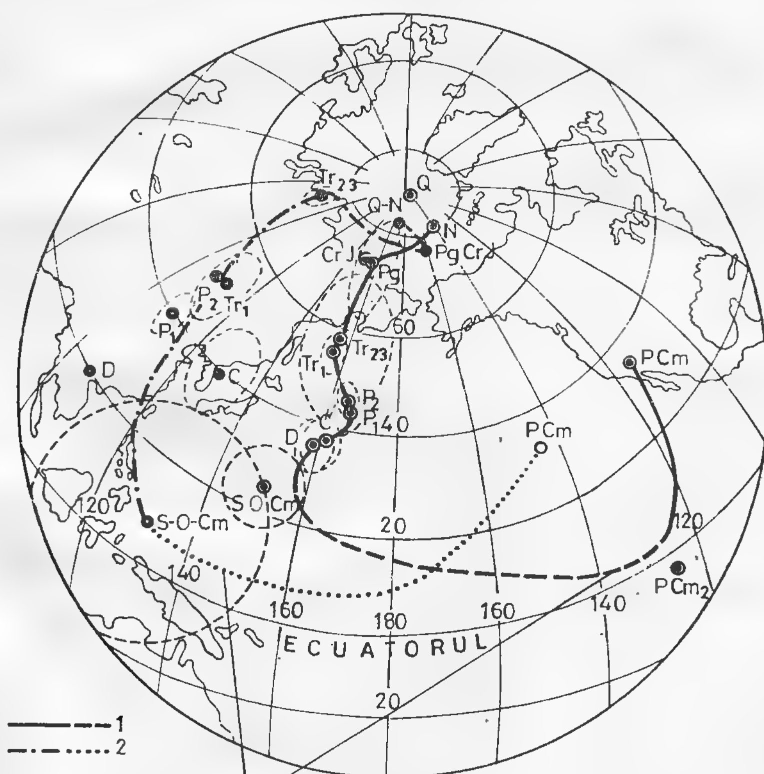


Fig. 161. Migrația polului geomagnetic boreal („nord") de-a lungul erelor geologice, observată empiric:
1 — după roci europene;
2 — după roci americane.

putea eventual observa cum acest traiect reprezintă adevărate zone aurorale, similare celor înregistrate la Londra, Capetown și Sianhan, dar cu amplitudini mult mai mari decît acestea din urmă.

Asemenea deplasări de mare amplitudine ale scoarței terestre în raport cu axa geomagnetică (și implicit cu axa de rotație) presupun schimbări climatice importante și cu perioadă mare la scara întregului glob, dar diferențiate după poziția unei zone date la suprafața globului. Dacă lucrurile stau așa cum presupunem noi, ar trebui ca schimbările climatice periodice înregistrate în trecutul îndepărtat al Pămîntului, care nu au deocamdată explicații cauzale, să poată fi corelate direct cu deplasarea observată a axei dipolului geomagnetic pe suprafața scoarței terestre, deplasare reprezentată în figura 161.

O astfel de corelare a putut fi deja făcută în cercetările paleoclimatice ale lui M. Schwartbach [195] I.U.M. Șeinman [198], A. N. Hramov și N. N. Forș [91]. Ei au găsit anume că deplasarea scoarței terestre în raport cu poziția actuală a polului nord geografic (respectiv deplasarea acestui pol în raport cu scoarța) cerută de schimbările climatologice majore din trecutul îndepărtat, coincide practic cu deplasarea observată a polului nord magnetic, reprezentată în figura 161. Diferența dintre cele două deplasări este, după autorii citați, de numai 6° în pliocen (acum 12 milioane de ani) și paleocen (acum 70 milioane de ani), ajungînd în permian (acum 210 milioane de ani) și în proterozoicul inferior (acum 500 milioane de ani) la 27°. Corespondența rezultatelor cercetărilor *paleomagnetice* cu cele *paleoclimatice* trebuie considerată extraordinar de bună, dacă ținem seama de faptul că aceste rezultate au fost obținute din studiul unor fenomene care în prezent sînt considerate a nu avea nici un fel de legătură între ele: cele geomagnetice și cele climatologice.

Rezultatele cercetărilor amintite, ca și ale altora de dată mai recentă, scot pregnant în evidență legătura directă dintre deriva scoarței terestre și fenomenele geomagnetice, climatologice sau de altă natură, analizate mai sus, ca efecte ale aceleiași cauze unice, revelată de teoria noastră: cuplajul spin-orbită $\mathbf{P}_0 - \mathbf{P}_s$ al planetei Pămînt. Și cum nu există nici un motiv să credem că Pămîntul are o poziție privilegiată, putem conchide că un astfel de cuplaj este comun tuturor celorlalte planete ale sistemului solar, adică este un fenomen intrinsec asociat mișcării gravitaționale însăși.

Pentru a nu încheia pledoaria noastră discutînd fenomene cosmice îndepărtate sau care s-au produs în trecutul îndepărtat, să revenim pe Pămîntul zilelor noastre, în cel mai strict cotidian. Reproducem mai jos un scurt comunicat de presă, dintre acelea pe care ziarele și revistele anului 1976 le-au înregistrat la rubrica faptelor diverse sub titlul senzațional „Capcana invizibilă". Iată textul:

„Siguranța zborului avioanelor moderne a descoperit un nou și teribil dușman. La 05.03.1966 un avion Boeing 707 al companiei B.O.A.C. a explodat misterios pe cerul Japoniei, în apropiere de Tuji: au pierit 124 de persoane. Comisia pentru elucidarea cauzelor catastrofei a lucrat timp de doi ani, iar rezultatele cercetărilor întreprinse, date publicității recent, au dus la concluzia că avionul a fost distrus într-o ciocnire neașteptată cu ceea ce în termeni aeronautici este denumit «Cat» *(Clean air turbulence)*, adică o dezordine, o turbulență din « cer senin». Este vorba de un vîrtej de aer care se produce, fără nici un motiv (cunoscut), chiar în condiții meteorologice excelente. *Cat* este invizibil și complet de nelocalizat (cu anticipație) cu ajutorul instrumentelor actuale și se produce de preferință la altitudini de circa 10 000 m, adică la înălțimi obișnuite de zbor pentru reactoarele de cursă".

Este pentru prima dată cînd responsabilitatea unei catastrofe aeriene este atribuită altor factori decît celor tradiționali, dar fenomenul acestor curenți rapizi din atmosfera înaltă (tropopauză) a fost semnalat de foarte mulți piloți ale căror avioane au pătruns accidental în asemenea „capcane" și care au fost puternic frînate sau accelerate, după direcția relativă de deplasare a avionului în raport cu curentul. Mai mult, descoperirea acestor curenți rapizi de mare altitudine, care au fost numiți curenți jet *(jet streams)*, a dus deja la o schimbare radicală a vechilor reprezentări asupra circulației generale a atmosferei.

S-a dovedit că această circulație nu se datorează exclusiv contrastelor termice (ecuator-pol) și simplei distribuții a presiunii aerului la sol, cum se credea pînă foarte de curînd, ci este condiționată în cea mai mare măsură de acești curenți jet; vînturile la sol sînt privite astăzi ca o consecință a vînturilor cu adevărat planetare de la marile altitudini ale atmosferei. Curenții jet sînt reprezentați sub forma a două zone inelare a căror axă se află situată în jurul latitudinii de 45° nordică și sudică, reprezentînd acele zone din tropopauză ($8 \div 20$ km) în care circulă vînturi de vest cu foarte mare viteză ($300 \div 400$ km/h). Curenții jet se deplasează în jurul Pămîntului sub forma unui brîu lat de cîteva sute de kilometri. Observațiile au arătat că poziția lor în sistemul de coordonate geografice suferă o variație anuală: în emisfera boreală poziția cea mai nordică se întîlnește în mijlocul verii, iar poziția cea mai sudică în mijlocul iernii.

Această variație a poziției curenților jet corespunde perfect cu variația înregistrată în întreaga circulație generală a atmosferei, așa cum se observă foarte sugestiv în schema din figura 162, întocmită de meteorologul american Y. Mintz. Schema reprezintă, în secțiune după un plan meridian, atmosfera de deasupra globului terestru (pînă la o altitudine de 20 km), surprinzînd variația amintită atît vara, cît și iarna în ambele emisfere. În schemă altitudinile sînt redate prin valori de presiune conform scării precizate în partea

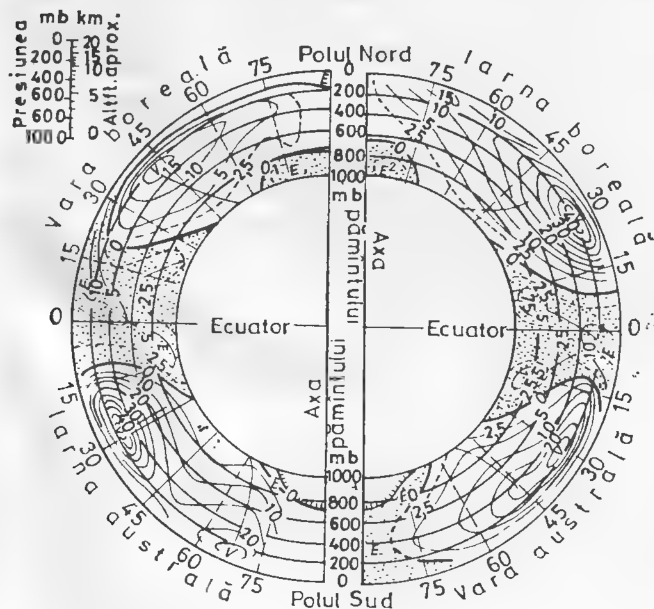


Fig. 162. Schema circulației generale a atmosferei terestre într-un plan meridian (Y. Mintz); izotahele se polarizează în jurul axelor curenților jet.

stîngă a figurii. Curbele reprezintă așa-numitele *izotahe*, adică liniile care unesc punctele (zonele) de viteză egală a vîntului.

Fără a intra prea mult în amănunte care ne-ar conduce într-un alt domeniu specializat de cercetare, să observăm în schema lui Mintz că axele suport ale curenților jet sînt practic aceleași cu cele ale curenților ionosferici situați la altitudini cu mult mai mari ($80 \div 100$ km), care — așa cum am văzut în § 12.3 — sînt un rezultat direct al compunerii și mișcării vectorilor $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$. Conform teoriei noastre, precesia acestor vectori trebuie să provoace în orice mediu fluid curenți electrici sau „neutri" (conform relațiilor generale (12.62) și (12.64)). Acești curenți, centrați pe axele vectorilor amintiți și rotindu-se în jurul lor, vor apărea în raport cu Pămîntul care se rotește de la vest către est, ca vînturi cu componentă vestică predominantă. Se înțelege că asemenea curenți rapizi nu se pot deplasa ca atare în atmosfera joasă de densitate foarte mare, dar ei vor determina în cea mai mare măsură circulația generală a acestei atmosfere. Meteorologul H. Reihl a arătat cu date empirice concludente că, de exemplu, luna cea mai ploioasă pe coasta vestică a Americii de Nord coincide cu prezența jetului deasupra latitudinilor respective.

În încheiere l-am ruga pe cititor să compare între ele cele trei schițe globale prezentate în figurile 130, 132 și 162, care reprezintă circulația materiei, conform conceptelor actuale, respectiv în ionosferă, în atmosfera înaltă și în nucleul Pămîntului; el va constata încă o dată că aceste fenomene care aparțin în prezent domeniului de cercetare ale unor discipline foarte diferite, revelează pregnant aceeași „inducție", rezultată din mișcarea în medii diferite a vectorilor $\mathbf{P}_0$ și $\mathbf{P}_s$, conform teoriei noastre.

Și dacă cititorul va dori să experimenteze el însuși acest fenomen de „inducție", care validează în esență teoria pe care am dezvoltat-o în cele ce preced, îl sfătuim să umple cada de baie cu apă și după ce apa s-a liniștit să deschidă bușonul de evacuare. El va constata că apa se scurge sub forma unui vîrtej care se rotește în sens contrar acelor ceasornicului, la fel în toate căzile de baie din emisfera nordică; în același sens se rotesc toate cicloanele și toate taifunurile care pustiesc din cînd în cînd această emisferă. Dacă cititorul nostru va avea ocazia să se afle cîndva la sud de ecuator, în cealaltă emisferă a Pămîntului și va repeta experiența de mai sus, el va constata că apa din cadă se scurge sub forma unui vîrtej care se rotește în sensul acelor ceasornicului; exact în același sens se rotesc și cicloanele, și taifunurile, și curenții ionosferici, și curenții jet, și curenții telurici în această emisferă de sud.

În felul acesta, el poate constata personal, fără subtilități matematice și aparatură sofisticată, că consecințele terestre ale teoriei noastre sînt tot atît de revelatoare și de intuitive, ca și căderea merelor din pom pentru teoria gravitației universale a marelui, inegalabilului Newton, ale cărui exemplu de viață, spirit și metodă de cercetare ne-au călăuzit și întărit în orice moment al elaborării — după puterile noastre — a lucrării de față.

ANEXĂ

Introducem aici cîteva elemente de calcul tensorial, necesare stabilirii ecuațiilor de cîmp ale relativității generale precum și calculului diverselor metrici relativiste și care la o primă citire a capitolului 4 pot fi lăsate de o parte. Aceste elemente de calcul au fost sintetizate din lucrarea lui H. Andrillat [6].

1. VARIETĂȚI. MULTIPLICITĂȚI

Fie un ansamblu de n variabile independente, care definesc un anumit domeniu; se zice că el constituie o varietate sau o multiplicitate cu „n dimensiuni". Fiecare sistem de valori numerice date variabilelor reprezintă un *punct* al multiplicității, aceste valori numerice fiind deci „coordonatele" punctului. Schimbarea sistemului axelor de coordonate va reprezenta o transformare a variabilelor. Dacă sistemul de variabile x^i este transformat în sistemul de variabile $\bar{x}^i$, notăm această transformare prin relația

$$T = (x^i, \bar{x}^i), \text{ cu } i = 1, 2, 3, ..., n. \qquad (1)$$

Reamintim noțiunea de grup. Dacă $T = (x^i, \bar{x}^i,)$, transformarea inversă, notată T^{-1} este

$$T^{-1} = (\bar{x}^i, x^i). \qquad (2)$$

Dacă $T_1 = (x^i, \bar{x}^i)$ și $T_2 = (\bar{x}^i, \bar{\bar{x}}^i)$ transformarea $T = (x^i, \bar{\bar{x}}^i)$ reprezintă produsul celor două transformări și se notează $T_1 T_2$. Un ansamblu de transformări constituie un grup, dacă inversa unei transformări a ansamblului face parte din ansamblu și dacă produsul celor două transformări a ansamblului face parte din ansamblu. Ansamblul conține atunci transformarea identică.

2. INVARIANȚĂ. COVARIANȚĂ. CONTRAVARIANȚĂ

Unui punct de coordonate $x^1, x^2, x^3, ..., x^n$ al multiplicității îi putem atașa un număr oarecare de funcții f_i, și putem face ca fiecăreia dintre ele să-i corespundă o altă funcție $\bar{f}$, atașată punctului de coordonate $\bar{x}^1, \bar{x}^2, \bar{x}^3, ..., \bar{x}^n$ cînd transformăm pe x^i în $\bar{x}^i$. Regulile de invarianță, de covarianță și de contravarianță limitează această problemă generală.

Fie $f(x^1, x^2, ..., x^n)$ o funcție de n variabile. Prin transformarea $T = (x^i, \bar{x}^i)$ mărimile x^i sînt funcții de n variabile $\bar{x}^i$; prin substituire,

în f se obține o funcție de $\bar{x}^i$, pe care o notăm cu $\bar{f}$. O astfel de transformare naturală asupra funcției f, simbolizată prin relația

$$\bar{f}(\bar{x}^i) = f(x^i), \tag{3}$$

se numește *transformare prin invarianță.*

Se pot introduce alte două tipuri de transformări ale calculului tensorial. Se știe că prin transformarea $T = (x^i, \bar{x}^i)$, mărimile $\bar{x}^i$ constituie un ansamblu de n funcții de x^i și, pentru fiecare dintre ele, fie $\bar{x}^k$, putem să scriem diferențiala

$$\mathrm{d}\bar{x}^k = \frac{\partial \bar{x}^k}{\partial x^1}\,\mathrm{d}x^1 + \frac{\partial \bar{x}^k}{\partial x^2}\,\mathrm{d}x^2 + \ldots + \frac{\partial \bar{x}^k}{\partial x^n}\,\mathrm{d}x^n. \tag{4}$$

Orice sistem de n funcții, f^i, atașate punctului multiplicității și transformîndu-se, conform cu exemplul de mai sus, ca diferențiale ale variabilelor, va fi numit sistem tensorial contravariant de primul ordin, iar transformarea corespunzătoare va fi numită *transformare prin contravarianță* și va fi simbolizată prin ecuația

$$\bar{f}^k = \sum_{i=1}^{i=n} \frac{\partial \bar{x}^k}{\partial x^i}\cdot f^i. \tag{5}$$

Dacă cele n funcții f_i se transformă în n funcții $\bar{f}_k$ astfel încît

$$\bar{f}_k = \sum_{i=1}^{i=n} \frac{\partial x^i}{\partial \bar{x}^k}\cdot f_i, \tag{6}$$

transformarea va fi numită *transformare prin covarianță*, iar sistemul de n funcții va fi un sistem tensorial covariant de primul ordin.

Convenții. Se afectează cu un indice inferior funcțiile transformate prin covarianță și cu un indice superior cele transformate prin contravarianță.

În general nu se mai scriu semnele $\sum$ și atunci cînd un indice figurează de două ori într-un monom se va face suma termenilor corespunzînd fiecărei valori a indicelui de la 1 la n; aceasta este regula însumării și indicele în thestiune se numește *indice mut.*

Se pot extinde fără dificultate aceste definiții la sisteme de n^2, n^3, n^4 etc. funcții. De exemplu, dacă sistemul celor n^3 funcții f^k_{ij} se transformă în sistemul celor n^3 funcții $\bar{f}^t_{rs}$ după regula

$$\bar{f}^t_{rs} = \frac{\partial \bar{x}^t}{\partial x^k}\,\frac{\partial x^i}{\partial \bar{x}^r}\,\frac{\partial x^j}{\partial \bar{x}^s}\,f^k_{ij}, \tag{7}$$

acesta va fi un sistem tensorial de ordinul trei mixt, covariant în raport cu indicii i și j și contravariant în raport cu indicele k.

De o manieră generală se va numi sistem tensorial orice sistem de funcții care se transformă prin invarianță, covarianță, contravarianță, sistemul censorial invariant avînd ordinul zero.

3. CONTRACȚIE TENSORIALĂ ȘI PRODUS CONTRACTAT

Fie sistemul f^k_{ij}. Dacă egalăm indicii j și k, regula de însumare antrenînd adunarea tuturor valorilor de indice k (devenit mut), sistemul devine de fapt un sistem tensorial de primul ordin covariant în raport cu indicele i.

Aceasta este operaţia de *contracţie tensorială*, care coboară cu două unităţi ordinul unui sistem tensorial.

Invers, produsul a două sisteme tensoriale, de exemplu, A_i şi B^k, este un sistem tensorial de ordin mai ridicat; ordinul său este suma ordinelor factorilor. Produsul $C_i^k = A_i B^k$ va fi de ordinul doi. Acest produs poate fi urmat de o contracţie care coboară ordinul cu două unităţi; vom avea atunci produsul contractat. Produsul $A_k B^k$ este deci un invariant (ordinul zero) şi va fi dat de suma

$$A_1 B^1 + A_2 B^2 + A_3 B^3 + \dots + A_n B^n \tag{8}$$

3.1. Criteriul de tensorialitate

Cînd dorim să ştim dacă un sistem de funcţii, de exemplu, sistemul celor n^3 funcţii $A\ (r, s, t)$, au caracter tensorial, adică se transformă prin invarianţă, covarianţă sau contravarianţă, se poate recurge la următoarea regulă practică. Fie sistemele tensoriale cunoscute, de primul ordin, ξ_r, η_s, ζ^t, în număr egal cu ordinul sistemului propus, primele două covariante, iar ultimul contravariant. Dacă produsul contractat al tututor acestor sisteme, în cazul nostru $A\ (r, s, t)\ \xi_r,\ \eta_s,\ \zeta^t$ este un invariant, oricare ar fi sistemele alese, sistemul propus are caracter tensorial. În exemplul ales $A\ (r, s, t)$ va fi un sistem mixt de ordinul trei, contravariant în raport cu r şi s şi covariant în raport cu t.

3.2. Proprietatea de simetrie

Este utilizată în special în cazul sistemelor tensoriale de ordinul doi. Sistemul este simetric dacă nu îşi schimbă valorile componentelor sale atunci cînd se schimbă indicii,

$$A_{ij} = A_{ji}. \tag{9}$$

4. FORMA PĂTRATICĂ FUNDAMENTALĂ

În spaţiul tridimensional al geometriei euclidiene distanţa ds între două puncte, $P(x, y, z)$ şi $P(x + \mathrm{d}x,\ y + \mathrm{d}y,\ z + \mathrm{d}z)$, este dată de relaţia lui Pitagora

$$\mathrm{d}s^2 = \mathrm{d}x^2 + \mathrm{d}y^2 + \mathrm{d}z^2. \tag{10}$$

Această distanţă (sau pătratul său) are proprietatea naturală de invarianţă la orice schimbare de coordonate.

Dacă deci, într-o multiplicitate cu n dimensiuni, ataşăm punctului P sistemul tensorial covariant de ordinul doi al celor n^2 funcţii, g_{ik}, produsul

$$g_{ik}\,\mathrm{d}x^i\,\mathrm{d}x^k = \sum_{i=1,\ k=1}^{i=n,\ k=n} g_{ik}\,\mathrm{d}x^i\,\mathrm{d}x^k \tag{11}$$

este o formă pătratică invariantă a diferenţialelor variabilelor, prin analogie cu relaţia particulară de mai sus (10). Prin definiţie se zice că ea reprezintă pătratul „distanţei" dintre două puncte ale multiplicităţii

$$P(x^1,\ x^2, \dots,\ x^n) \quad \text{şi} \quad P\ (x^1 + \mathrm{d}x^1,\ x^2 + \mathrm{d}x^2, \dots,\ x^n + \mathrm{d}x^n). \tag{12}$$

3.5. Spații și metrici

Orice multiplicitate în care prin alegerea unei forme pătratice invariante a diferențialelor variabilelor s-a definit pătratul distanței dintre două puncte se numește *spațiu*. Pătratul acestei distanțe, notat ds^2, se va numi *metrica* spațiului, iar forma pătratică care o definește, *forma pătratică fundamentală*. Sistemul covariant de ordinul doi al funcțiilor g_{ik} se numește sistem *fundamental* de ordinul doi și prin convenție se alege *simetric*.

Să remarcăm faptul că plecînd de la o multiplicitate dată, de exemplu, multiplicitatea cu 4 dimensiuni x, y, z, t, se pot construi atîtea „spații" cîte forme pătratice fundamentale pot fi scrise.

3.6. Sistemele tensoriale fundamentale de ordinul doi

Fie A^k un sistem tensorial contravariant de ordinul întîi; produsul contractat

$$B_i = g_{ik}A^k \tag{13}$$

este un sistem tensorial covariant de ordinul întîi. Ecuația care îl definește reprezintă un sistem de n ecuații și dînd lui i valorile de la 1 la n, aceste ecuații sînt liniare în raport cu A^k, deoarece membrii secunzi sînt sumele termenilor corespunzînd valorilor de la 1 la n ale indicelui mut k.

Rezolvarea acestui sistem de n ecuații în raport cu cele n necunoscute A^k este posibilă dacă determinantul valorilor g_{ik} este diferit de zero. Această condiție este presupusă a fi realizată; aceasta este dealtfel condiția necesară și suficientă pentru ca forma pătratică $g_{ik}\, dx^i\, dx^k$ să poată fi descompusă într-o sumă algebrică de pătrate a n forme liniare independente. Acest determinant este numit *discriminantul formei pătratice*. Rezolvarea sistemului de n ecuații dă atunci

$$A^k = g^{ik}B_i, \tag{14}$$

unde

$$g^{ik} = \frac{(-1)^{i+k}\Delta^{ik}}{g}, \tag{15}$$

g fiind valoarea determinantului, iar Δ^{ik} minorul diferiților g_{ik} din determinant.

Sistemul g_{ik} este un sistem tensorial contravariant, de ordinul doi, numit *sistem fundamental contravariant de ordinul doi*. Produsul contractat

$$g^i_k = g^{il}\cdot g_{kl} \tag{16}$$

definește sistemul mixt fundamental de ordinul doi. Proprietățile determinanților permit să scriem că

$$g^i_k \begin{cases} = 0, \text{ dacă } i \neq k, \\ = 1, \text{ dacă } i = k. \end{cases} \tag{17}$$

6.1. Tensori

Multiplicarea contractată a unui sistem tensorial cu un sistem fundamental de ordinul doi permite să se construiască un sistem tensorial numit *asociat* sistemului dat. Astfel

$$A_i = g_{ik} \cdot A^k \tag{18}$$

și

$$A^i = g^{ik} \cdot A_k. \tag{19}$$

Sistemele A_i și A^k apar acum drept componente covariante și contravariante ale unei entități geometrice numită tensorul A, sistemul fundamental g_{ik} jucînd rolul coborîrii indicelui, iar sistemul fundamental g^{ik} acela al ridicării indicelui.

Observăm, de asemenea, că

$$A_i = g_i^k \cdot A_k, \tag{20}$$

astfel încît sistemul fundamental mixt apare numai ca un simplu operator de schimbare a indicelui.

6.2. Ecuații tensoriale

Ecuația $A = 0$ presupune că toate componentele, covariante, contravariante și mixte ale tensorului A sînt nule și această proprietate este independentă de sistemul de coordonate (de variabile) ales. Pentru acest motiv exprimarea legilor fizicii sub formă tensorială reprezintă generalizarea *matematică* cea mai deplină a acestor legi.

7. ECUAȚIILE DIFERENȚIALE ALE GEODEZICELOR. SIMBOLURILE LUI CHRISTOFFEL

Prin două puncte date pot trece o infinitate de curbe; se numesc *geodezice* curbele de lungime extremă (minimă sau maximă). Se poate arăta ușor că, într-un spațiu cu n dimensiuni, geodezicele au următoarele ecuații diferențiale

$$\frac{d^2x^k}{ds^2} + \begin{Bmatrix} \alpha & \beta \\ & k \end{Bmatrix} \frac{dx^\alpha}{ds} \frac{dx^\beta}{ds} = 0. \tag{21}$$

Aceasta reprezintă n ecuații diferențiale corespunzînd valorilor de la 1 la n ale indicelui k. Ele permit să se definească cele n variabile în funcția de un parametru sau $n - 1$ dintre ele în funcție de ultima.

Simbolul $\begin{Bmatrix} \alpha & \beta \\ & k \end{Bmatrix}$ se numește simbolul lui Christoffel de speța doua. El este definit plecînd de la sistemele tensoriale fundamentale de ordinul doi și de la simbolul lui Christoffel de speța întîi prin relațiile următoare

$$\begin{bmatrix} \alpha & \beta \\ & i \end{bmatrix} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial g_{i\alpha}}{\partial x^\beta} + \frac{\partial g_{i\beta}}{\partial x^\alpha} + \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial x^i}\right) \tag{22}$$

(simbolul Christoffel de speţa întîi)

şi
$$\begin{Bmatrix} \alpha & \beta \\ & k \end{Bmatrix} = g^{ik} \begin{bmatrix} \alpha & \beta \\ & i \end{bmatrix} \tag{23}$$

(simbolul Christoffel de speţa doua), unde indicele mut i antrenează însumarea termenilor corespunzînd valorilor sale de la 1 la n.

Calculul acestor simboluri şi, în consecinţă, scrierea ecuaţiilor geodezicelor sînt foarte simple cînd metrica nu conţine decît termeni „pătraţi". Determinantul valorilor g_{ik} se reduce atunci la diagonala principală şi definiţia lui g^{ik} arată atunci că

$$g^{ik}g_{ik} = 1, \qquad \text{dacă } g_{ik} \neq 0 \tag{24}$$

şi

$$g^{ik} = 0, \qquad \text{dacă } g_{ik} = 0. \tag{25}$$

Dacă spaţiul este definit printr-o formă pătratică cu g_{ik} constanţi, de exemplu $ds^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2$, simbolurile Christoffel sînt nule şi geodezicele sînt „drepte".

Să înmulţim fiecare membru al ecuaţiei geodezicelor cu $g_{ik}\frac{dx^i}{ds}$, ţinînd cont că $g^{ik}g_{ik} = 1$,

$$g_{ik}\frac{\partial x^i}{\partial s}\frac{\partial^2 x^k}{\partial s^2} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial g_{i\alpha}}{\partial x^\beta} + \frac{\partial g_{i\beta}}{\partial x^\alpha} - \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial x^i}\right)\frac{dx^i}{ds}\frac{dx^\alpha}{ds}\frac{dx^\beta}{ds} = 0. \tag{26}$$

În fiecare termen provenind din dezvoltarea parantezei, indicii i, α, β sînt muţi şi pot fi înlocuiţi de orice altă literă. În particular, putem schimba în cel de al doilea termen al parantezei indicii muţi i şi α; paranteza se reduce atunci la $\frac{\partial g_{i\alpha}}{\partial x^\beta}$ şi notînd cu k indicele mut α, avem

$$g_{ik}\frac{dx^i}{ds}\frac{d^2x^k}{ds} + \frac{1}{2}\frac{\partial g_{ik}}{\partial x^\beta}\frac{dx^\beta}{ds}\frac{dx^i}{ds}\frac{dx^k}{ds} = 0. \tag{27}$$

Dar

$$\frac{\partial g_{ik}}{\partial x^\beta}\frac{dx^\beta}{ds} = \frac{d}{ds}g_{ik} \tag{28}$$

şi ecuaţia se scrie

$$2g_{ik}\frac{dx^i}{ds}\frac{d^2x^k}{ds^2} + \frac{d}{ds}g_{ik}\frac{dx^i}{ds}\frac{dx^k}{ds} = 0, \tag{29}$$

de unde obţinem, derivînd în raport cu s,

$$g_{ik}\frac{dx^i}{ds}\frac{dx^k}{ds} = 1, \tag{30}$$

care reprezintă ecuaţia metricei

$$ds^2 = g_{ik}\,dx^i\,dx^k \tag{31}$$

Astfel, dintre cele n ecuații diferențiale ale geodezicelor, numai $n - 1$ sînt independente și ecuația metricei apare ca o integrală primă a acestui sistem de n ecuații.

8. TENSORUL RIEMANN-CHRISTOFFEL

8.1. Derivarea covariantă

Reamintim că dacă A_r este un sistem tensorial covariant de ordinul întîi, atunci expresia

$$\frac{\partial A_r}{\partial x^k} - \begin{Bmatrix} k & r \\ & \lambda \end{Bmatrix} A_\lambda \qquad (\lambda \text{ indice mut}) \tag{32}$$

este un sistem tensorial covariant de ordinul doi, care joacă rolul derivatei în analiza tensorială, numită din acest motiv derivată covariantă a lui A_r și notată prin $\Delta_k A_r$. Să remarcăm faptul că, dacă mărimile g_{ik} sînt constante, derivata covariantă se reduce la $\partial A_r/\partial x^k$, adică la derivata ordinară. Se definește derivata covariantă a sistemului contravariant A^r prin expresia

$$\Delta_k A^r = \frac{\partial A^r}{\partial x^k} + \begin{Bmatrix} k & \lambda \\ & r \end{Bmatrix} A^\lambda \tag{33}$$

și, pentru un sistem oarecare, A^r_{st},

$$\Delta_k A^r_{st} = \frac{\partial A^r_{st}}{\partial x^k} + \begin{Bmatrix} k & \lambda \\ & r \end{Bmatrix} A^\lambda_{st} - \begin{Bmatrix} k & s \\ & \lambda \end{Bmatrix} A^r_{\lambda t} - \begin{Bmatrix} k & t \\ & \lambda \end{Bmatrix} A^r_{s\lambda}. \tag{34}$$

Din lectura acestor exemple se va reține că indicele de derivare k ocupă întotdeauna o poziție superioară în simbolurile lui Christoffel, indicele mut λ o poziție superioară dacă sistemul tensorial este contravariant în raport cu λ și o poziție inferioară dacă sistemul tensorial este covariant în raport cu λ. Cel de al treilea indice al simbolului Christoffel este acela care va fi înlocuit în sistemul tensorial prin indicele mut λ. Toți indicii sistemului tensorial sînt înlocuiți rînd pe rînd, semnul + corespunzînd derivatei covariante a unui sistem contravariant, iar semnul — celei a unui sistem covariant.

Dacă derivăm sistemul covariant A_r în raport cu x^s, iar apoi în raport cu x^t, constatăm că ordinea derivării nu este indiferentă. Calculul arată că

$$\Delta_t(\Delta_s A_r) - \Delta_s(\Delta_t A_r) =$$

$$= A_\lambda \left[\frac{\partial\{t_\lambda r\}}{\partial x^s} - \frac{\partial\{s_\lambda r\}}{\partial x^t} + \begin{Bmatrix} t & r \\ & \mu \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} s & \mu \\ & \lambda \end{Bmatrix} - \begin{Bmatrix} s & r \\ & \mu \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} t & \mu \\ & \lambda \end{Bmatrix} \right], \tag{35}$$

unde λ și μ sînt indici muți. Prescurtat, aceasta se scrie astfel

$$\Delta_t(\Delta_s A_r) - \Delta_s(\Delta_t A_r) = A_\lambda \cdot R^\lambda_{rst}, \tag{36}$$

unde, conform regulii criteriului de tensorialitate, R^λ_{rst} apare ca un sistem tensorial de ordinul patru, contravariant în λ și covariant în r, s, t, deoarece primul membru al ecuației este un sistem tensorial covariant de ordinul trei în r, s, t. Plecînd de la sistemul tensorial R^λ_{rst} se pot defini toate celelalte componente ale tensorului care se numește *tensorul Riemann Christoffel*, $\mathcal{R}$.

8.2. Tensorul Riemann-Christoffel

Acest tensor este adesea numit tensorul de curbură a spațiului. Un spațiu a cărui formă pătratică fundamentală are mărimile g_{ik} constante, de exemplu, spațiul cartezian $ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$, are un tensor Riemann-Christoffel nul, deoarece toate simbolurile lui Christoffel sînt nule; el este numit spațiu fără curbură. Se poate arăta că, reciproc, dacă tensorul Riemann-Christoffel este nul, se poate găsi cel puțin un sistem de coordonate unde mărimile g_{ik} ale spațiului sînt constante. Ecuația tensorială $\mathfrak{R} = 0$ este deci condiția necesară și suficientă pentru ca un spațiu să fie fără curbură sau „plat."

Tensorul Riemann-Christoffel este un *tensor fundamental.* Înțelegem prin aceasta că el nu depinde decît de mărimile g_{ik} ale metricei și de derivatele lor prime și secunde în raport cu variabilele. Remarcăm faptul că derivatele secunde intervin numai liniar.

8.3. Teorema Ricci

S-ar putea crede că prin jocul derivatelor covariante este posibil să se obțină tensorii fundamentali plecînd de la tensorul fundamental de ordinul doi, g_{ik}, g^{ik}, g^i_k. Se constată însă că derivatele covariante ale acestor sisteme tensoriale fundamentale de ordinul doi sînt nule; aceasta este teorema lui Ricci. Ea interzice deci construcția tensorilor fundamentali prin derivare și a trebuit să se utilizeze procedeul indirect, dezvoltat mai sus (permutarea ordinului derivărilor succesive) pentru a construi tensorul Riemann-Christoffel.

8.4. Contracția tensorului Riemann-Christoffel

Să plecăm de la forma mixtă $R^{\alpha\beta}_{\gamma\delta\cdot}$. Contracția $\alpha = \delta$ conduce la un sistem tensorial de ordinul doi $R^{\beta}_{\gamma\cdot}$ și contracția ulterioară $\beta = \gamma$ la invariantul

$$R = R^{\beta}_{\beta\cdot}. \qquad (37)$$

Dacă spațiul are patru dimensiuni, atunci

$$R = R^1_1 + R^2_2 + R^3_3 + R^4_4. \qquad (38$$

De notat că sistemul tensorial contractat de ordinul doi și invariantul sînt astfel perfect definite prin alegerea contracțiilor și se vor conforma invariabil acestei alegeri. Ea este justificată prin faptul că contracția $\alpha = \beta$ furnizează un rezultat identic nul și contracția $\alpha = \gamma$ dă aproape același rezultat ca și contracția aleasă $\alpha = \delta$.

În felul acesta, cu alegerea adoptată (contracția prin egalarea indicilor extremi) avem

$$R^{\beta}_{\delta} = - R^{\beta}_{\gamma}, \qquad (39)$$

deoarece în sistemul primului membru, β și δ reprezintă *invariabil* doi indici consecutivi și

$$R^{\alpha\beta}_{\gamma\delta} = - R^{\alpha\beta}_{\delta\gamma} \qquad (40)$$

(după cum se vede ușor, dacă ne raportăm la ecuația de definiție). Se poate arăta mai departe că

$$R^{\alpha\beta}_{\gamma\delta} = - R^{\beta\alpha}_{\gamma\delta}. \qquad (41)$$

Aceasta arată că contracția $\alpha = \beta$ conduce la un rezultat nul.

8.4.1 FORMA COVARIANTĂ DEZVOLTATĂ A TENSORULUI CONTRACTAT RIEMANN-CHRISTOFFEL

Plecînd de la tensorul Riemann $R^{\alpha}_{\beta\gamma\delta}$ se obține forma covariantă contractată prin contracția $\alpha = \delta = \lambda$:

$$R_{\beta\gamma} = R^{\lambda}_{\beta\gamma\lambda}. \tag{42}$$

Aplicarea ecuației de definiție lui $R^{\lambda}_{\beta\gamma\lambda}$ face să intervină simbolul Christoffel $\begin{Bmatrix} \beta & \lambda \\ & \lambda \end{Bmatrix}$, care se reduce, prin jocul indicilor muți, la

$$\begin{Bmatrix} \beta & \lambda \\ & \lambda \end{Bmatrix} = \frac{1}{2} g^{\lambda\iota} \frac{\partial g_{\lambda\iota}}{\partial x^{\beta}}, \tag{43}$$

care cu

$$g^{\lambda\iota} = \frac{1}{g} \frac{\partial g}{\partial g_{\lambda\iota}} \tag{44}$$

devine

$$\begin{Bmatrix} \beta & \lambda \\ & \lambda \end{Bmatrix} = \frac{1}{2g} \frac{\partial g}{\partial x^{\beta}} = \frac{1}{2} \frac{\partial \ln|g|}{\partial x^{\beta}} = \frac{\partial \ln\sqrt{|g|}}{\partial x^{\beta}} = \frac{1}{\sqrt{|g|}} \frac{\partial \sqrt{|g|}}{\partial x^{\beta}}, \tag{45}$$

ceea ce permite să se scrie $R_{\beta\gamma}$ sub forma

$$R_{\beta\gamma} = \frac{\partial^2 \ln\sqrt{|g|}}{\partial x^{\beta} \partial x^{\gamma}} + \begin{Bmatrix} \beta & \lambda \\ & \mu \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \mu & \gamma \\ & \lambda \end{Bmatrix} - \frac{\partial \begin{Bmatrix} \beta & \gamma \\ & \lambda \end{Bmatrix}}{\partial x^{\lambda}} - \begin{Bmatrix} \beta & \gamma \\ & \mu \end{Bmatrix} \frac{\partial \ln\sqrt{|g|}}{\partial x^{\mu}}. \tag{46}$$

Aceasta este forma covariantă dezvoltată a tensorului contractat Riemann-Christoffel, care poartă adesea numele de tensorul lui Ricci, foarte utilă pentru calculele practice. Se poate remarca imediat proprietatea de simetrie a acestui tensor,

$$R_{\beta\gamma} = R_{\gamma\beta}. \tag{47}$$

8.5. **Relația fundamentală a relativității**

Remarcînd faptul că forma în întregime covariantă a tensorului Riemann-Christoffel este

$$R_{\alpha\beta\gamma\delta} = g_{\alpha\lambda} \cdot R^{\lambda}_{\beta\gamma\delta}, \tag{48}$$

este ușor să scriem componentele în întregime covariante sub forma

$$R_{\alpha\beta\gamma\delta} = \frac{1}{2} \left| \frac{\partial^2 g_{\alpha\delta}}{\partial x^{\beta} \partial x^{\gamma}} - \frac{\partial^2 g_{\beta\delta}}{\partial x^{\alpha} \partial x^{\gamma}} - \frac{\partial^2 g_{\alpha\gamma}}{\partial x^{\beta} \partial x^{\delta}} + \frac{\partial^2 g_{\beta\gamma}}{\partial x^{\alpha} \partial x^{\beta}} \right| - \\ - g^{\lambda\mu} \begin{bmatrix} \beta & \delta \\ & \mu \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha & \gamma \\ & \lambda \end{bmatrix} + g^{\lambda\mu} \begin{bmatrix} \beta & \gamma \\ & \mu \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha & \delta \\ & \lambda \end{bmatrix}, \tag{49}$$

din care se vede imediat proprietatea

$$R_{\alpha\beta\gamma\delta} = - R_{\beta\alpha\gamma\delta}. \tag{50}$$

Se poate demonstra atunci imediat proprietatea

$$\Delta_\varepsilon R_{\alpha\beta\gamma\delta} + \Delta_\gamma R_{\alpha\beta\delta\varepsilon} + \Delta_\delta R_{\alpha\beta\varepsilon\gamma} = 0. \tag{51}$$

Pentru aceasta se utilizează un sistem de coordonate zise „geodezice în punctul P“. Este un sistem unde derivatele prime ale lui g_{ik} în raport cu variabilele sînt nule în punctul P și se arată că se poate găsi întotdeauna un astfel de sistem. Nu se poate găsi însă un sistem unde mărimile g_{ik} să fie constante în orice punct, decît dacă $R = 0$. Într-un astfel de sistem, $R_{\alpha\beta\gamma\delta}$ nu mai conține decît derivatele secunde ale mărimilor g_{ik} nu necesar nule și derivata sa covariantă se reduce la derivata ordinară, deoarece simbolurile Christoffel sînt nule. Se poate verifica atunci imediat relația de mai sus.

Primul membru al ecuației (51) este un sistem tensorial de ordinul cinci: dacă el este nul într-un sistem de coordonate, el va fi nul în orice alt sistem de coordonate, în punctul P, și cum acest punct este oarecare, relația este demonstrată în general. Este o ecuație tensorială, care se scrie cu componentele mixte

$$\Delta_\varepsilon R^{\alpha\beta}_{\gamma\delta} + \Delta_\gamma R^{\alpha\beta}_{\delta\varepsilon} + \Delta_\delta R^{\alpha\beta}_{\varepsilon\gamma} = 0, \tag{52}$$

de unde, cu contracția $\alpha = \delta$, avem

$$\Delta_\varepsilon R^{\beta}_{\gamma} - \Delta_\gamma R^{\beta}_{\varepsilon} + \Delta_\alpha R^{\alpha\beta}_{\varepsilon\gamma} = 0, \tag{53}$$

sau

$$\Delta_\varepsilon R^{\beta}_{\gamma} - \Delta_\gamma R^{\beta}_{\varepsilon} - \Delta_\alpha R^{\beta\alpha}_{\varepsilon\gamma} = 0. \tag{54}$$

Cu contracția $\beta = \gamma$ vom avea

$$\Delta_\varepsilon R - \Delta_\gamma R^{\gamma}_{\varepsilon} - \Delta_\alpha R^{\alpha}_{\varepsilon} = 0, \tag{55}$$

unde, numind α indicele mut γ,

$$\Delta_\varepsilon R - 2\Delta_\alpha R^{\alpha}_{\varepsilon} = 0. \tag{56}$$

Utilizînd operatorul g^{α}_{ε} de schimbare a indicelui, putem scrie

$$\Delta_\varepsilon R = \Delta_\alpha g^{\alpha}_{\varepsilon} R, \tag{57}$$

și în final

$$\Delta_\varepsilon \left[\frac{1}{2} g^{\alpha}_{\varepsilon} R - R^{\alpha}_{\varepsilon} \right] = 0. \tag{58}$$

Sistemul tensorial din paranteză definește, cu celelalte componente ale sale, un tensor simetric de ordinul doi, care se numește *tensorul relativității* sau *tensorul lui Einstein*. Observînd că în relația precedentă indicele α este mut, se vede că primul membru este suma derivatelor covariante ale sistemului tensorial în raport cu $x^1, x^2, \dots, x^n$. Tensorul relativității are divergența nulă, dacă vom numi divergență această sumă de derivate covariante în raport cu diferitele variabile, la fel cum de regulă este numită divergență a funcției $\Phi(x, y, z)$ cantitatea

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} + \frac{\partial \Phi}{\partial z}. \tag{59}$$

Tensorul lui Einstein este deci un tensor de ordinul doi, care nu depinde decît de mărimile g_{ik} și de derivatele lor prime și secunde, acestea din urmă

figurînd de o manieră liniară. Este un tensor cu divergență nulă considerat fundamental, care poate fi scris astfel în trei ipostaze echivalente

$$E \begin{cases} E_{\mu\nu} = \dfrac{1}{2} g_{\mu\nu} R - R_{\mu\nu}, & \text{formă covariantă,} \\[2ex] E^{\mu}_{\nu} = \dfrac{1}{2} g^{\mu}_{\nu} R - R^{\mu}_{\nu}, & \text{formă contravariantă.} \\[2ex] E^{\mu\nu} = \dfrac{1}{2} g^{\mu\nu} R - R^{\mu\nu} & \text{formă mixtă.} \end{cases} \tag{60}$$

Dacă egalăm acest tensor E cu tensorul energie-impuls T (a se vedea capitolul 4) se obțin ecuațiile de cîmp ale relativității generale, respectiv, ecuația newtoniană Laplace-Poisson, transcrisă în notație tensorială.

Deoarece tensorul fundamental $g_{\mu\nu}$, g^{μ}_{ν}, $g^{\mu\nu}$ are, de asemenea, o divergență nulă (conform teoremei lui Ricci) putem forma din E un tensor S și mai general astfel

$$S \begin{cases} \dfrac{1}{2} g_{\mu\nu} R - R_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu}, & \text{formă covariantă.} \\[2ex] \dfrac{1}{2} g^{\mu}_{\nu} R - R^{\mu}_{\nu} - \Lambda g^{\mu}_{\nu}, & \text{formă mixtă,} \\[2ex] \dfrac{1}{2} g^{\mu\nu} R - R^{\mu\nu} - \Lambda g^{\mu\nu}, & \text{formă contravariantă,} \end{cases} \tag{61}$$

unde Λ este o constantă *(constanta „cosmologică“)*. Un astfel de tensor a fost utilizat pentru generalizarea ecuațiilor de cîmp relativiste (§ 9.1).

1. A
2. A
3. A
4. A
5. A
6. A
7. A
8. A
9. A
10. B
11. B
12. B
13. B
14. B
15. B
16. B
17. B
18. B
19. B
20. B
21. B
22. B
23. B
24. B
25. B
26. B
27. B
28. B
29. D
30. D
31. E
32. E
33. E
34. E
35. C
36. C
37. C
38. C
39. C
40. C
41. C
42. C
43. C
44. C
45. C
46. C
47. C
48. C
49. C

BIBLIOGRAFIE

1. **Alfvèn, H.**, *On the Origin of the Solar System*, Oxford, 1954.
2. **Alfvèn, H.**, *Cosmical Electrodynamics*, Claredon Press, Oxford, 1950.
3. **Alfvèn, H.**, „La Recherche", no. 28, Nov. 1972.
4. **Alfvèn, H., Arhennius G.**, „Astrophys. and Space Science", **8**, 338, 1970.
5. **Ambarţumian, A.**, *Marea Enciclopedie Sovietică*, vol. 9, Moskva, 1958.
6. **Andrillat, H.**, *Introduction a l'étude des Cosmologies*, Libraire Armand Colin, Paris, 1970.
7. *Anuarul Observatorului Astronomic Bucureşti*, 1979.
8. **Arrigo, F.**, „Ann. of Phys.", **26**, 415, 1964.
9. **Arnoldy, R. L.**, „J. Geophys. Res.", **76**, 22, 1971.
10. **Baade, W.**, App. J., **100**, 127 (1944).
11. **Babcock, H. W.**, „Phys. Rev.", **72**, 83, 1947.
12. **Babcock, H. W.**, „Phys. Rev.", *74*, 489, 1948.
13. **Bagge, E.**, *The Origin of Cosmic Radiation*, K. Thiemig, München, 1968.
14. **Bernstein, J., Feinberg, G.T., Lee, T.D.**, „Phys. Rev.", **139**, B 1 650, 1965.
15. **Bierman, L., Brosowski, B., Schmidt, H.**, „Solar Physics", **1**, 254, 1967.
16. **Blackett, P.M.S.**, „Nature", **159**, 658, 1947.
17. **Blackett, P.M.S.**, „Phil. Mag.", 7-th. Series, **40**, 125, 1949.
18. **Blackett, P.M.S.**, *Lectures on Rock Magnetism*, Science Press, Ierusalem, 1956.
19. **Bondi, H.**, „Rev. Mod. Phys.", July, 1957.
20. **Born, M.**, *Fizica atomică*, Ed. Ştiinţifică, Bucureşti, 1973.
21. **Born, M.**, *The Born-Einstein letters*, Walker, New York, 1971.
22. **Born, M.**, *Fizica în concepţia generaţiei mele*, Ed. Ştiinţifică, Bucureşti, 1969.
23. **Born, M.**, *Teoria relativităţii a lui Einstein*, Ed. Ştiinţifică, Bucureşti, 1969.
24. **Bottinelli, A.**, „Astron. and Astrophys.", **10**, 437, 1971.
25. **Brady L.**, „La Recherche", no. 31, 1973.
26. **Brandt, J.**, *The Solar Wind*, H.W. Freeman, San Francisco, 1970.
27. **Brans, C.**, „Physical Review", **125**, 2194, 1962.
28. **Brans, C., Dicke R.W.**, „Phys. Rev.", **124**, 925, 1961.
29. **De Broglie, L.**, *Ondes Eléctromagnetiques*, Gauthier-Vill, Paris, 1968.
30. **De Broglie, L.**, *Sur les sentiers de la science*, Ed. Albin Michel, Paris, 1961.
31. **Brown, E.W.**, *The Lunar Theory*, Univ. Press, Cambridge, 1896.
32. **Bucherer, V.**, *Die Planetenbewegung auf Grund der Quantentheorie*, Bonn, 1924.
33. **Bullen, K.E.**, „Annal. d. Geophys.", t. 11, 53, 1955.
34. **Bullen, K.E.**, „The Moon", **7**, 387, 1973.
35. **Carafoli, E.**, *Aerodinamica vitezelor mari*, Ed. Academiei R.S.R., Bucureşti, 1957.
36. **Carey, S.W.**, *Continental Drift*, Simp. Univ. Tasmania, 1958.
37. **Călugăreanu, Gh.** *Elemente de teoria funcţiilor de o variabilă complexă*, Ed. Didactică, Bucureşti, 1963.
38. **Chamaraux, P.**, „Astron. and Astrophys.", **8**, 424, 1970.
39. **Chambers, L.**, *The Story of Comets*, University Press, Oxford, 1909.
40. **Chapman, S.**, „Monthly Not.", **108**, 236, 1948.
41. **Chapman, S.**, „Ann. de Geophys.", **4**, 109, 1948.
42. **Chapman, S.**, „Monthly Not.", **89**, 57, 1928.
43. **Chauveau, B.**, *Electricité Atmosphérique*, Ed. Gaston D., Paris, 1925.
44. **Chazy, J.**, *La Thèorie de la Relativité et la Mécanique Céleste*, Gauthier-Villars, Paris, 1928.
45. **Christenson, J.H., Cronin, J.W., Fitch, V.L., Turlay, R.**, „Phys. Rev. Lett.", **13**, 138. 1964.
46. **Clairaut, R.**, *Thèorie de la Lune*, Petersburg, 1792.
47. **Clark, A.R.**, „Phys. Rev. Lett.", **27**, 1867, 1971.
48. **Cobine, D.**, *Gaseous Conductors*, New York, 1941.
49. **Constantinescu, L.**, *Mesaje ale Pămîntului*, Ed. Ştiinţifică, Bucureşti, 1974.

50. **Cox, A., Doell, V.R.**, „Nature", **169**, 45, 1961.
51. **Cowan, C.L., Reines F. et al.**, „Science", **124**, 103, 1956.
52. **Creer K.M.**, „Discovery", **34**, 1965.
53. **Creer, K. M.**, „Nature", **205**, 539, 1965.
54. **Creer, K. M.**, „Nature", **203**, 115, 1964.
55. **Creer, K. M.**, „Nature", **204**, 118, 1964.
56. **Danby, G. et al.**, „Phys. Rev. Lett.", **9**, 36, 1962, **10**, 260, 1963.
57. **Dearnley R. H.**, „Nature", **26**, 206, 1965.
58. **Décombe, L.**, Comptes Rendus, t. 175, 1922.
59. **Demetrescu, G., Cristescu, C.**, *Elemente de dinamică stelară*, Ed. Academiei R.S.R., București, 1967.
60. **Dicke, R. H.**, *Gravitation and Relativity*, W. A. Benjamin Inc., New York, 1964.
61. **Dicke, R. H.**, „Phys. Rev.", **125**, 2163, 1962.
62. **Dicke, R. H.**, „Phys. Rev. Lett.", **126**, 1580, 1962.
63. **Dicke, R. H.**, „Science", **184**, 4135, 1974.
64. **Dicke, R. H.**, Scrisoare particulară.
65. **Dirac, P. A. M.**, „Proc. Roy. Soc. London", A **165**, 199, 1938.
66. **Doolittle, E.**, „Transact. of the Amer. Phil Soc.", vol. XXII, 1912.
67. **Drăgan, M.**, *Introducere matematică in fizica teoretică modernă*, Ed. Tehnică, București, 1957.
68. **Droste, A.**, Verslag, Amsterdam, Deel XXV, 1916.
69. **Dünne, J.A.**, „Science", vol. 185, 12 July, 1974.
70. **Duncombe, R. L.**, *Current Status of Special Planetary and Lunar Theories and Ephemerides*, Preprint, 1973.
71. **Duncombe, R.L., Clemence G. M.**, „Astronomical J.", **63**, 1958.
72. **Eddington, A.**, *The Mathematical Theorie of Relativity*, Cambridge, 1923.
73. **Eddington, A.**, A.S.M.N., **67**, 34, 1906.
74. **Eddington, A.**, A.S.M.N., **73**, 359, 1913.
75. **Egeland, A. et al.**, *Cosmical Geophysics*, Universitets forlaget Oslo — Bergen — Tromsö, 1973.
76. **Egyed, L.**, „Geolog. Rund.", **46**, 101, 1957.
77. **Einstein, A.**, *Teoria relativității*, Ed. Tehnică, București, 1957.
78. **Elsasser, W.N.**, „Phys. Rev.", **55**, 489, 1939.
79. **Engel, A., Steenbeck, M.**, Electrische Gasentladungen, **1**, Berlin, 1932.
80. **Everhart, E.**, Astron J., **78**, 4, 1973.
81. *Explanatory Supplement to the Astronomical Ephemeris and Nautic Almanac*, Her Majesty's Stationary Office, London, 1961.
82. **Fairall, A. P.**, „Mont. Not. of Roy. Astr. Soc.", **153**, 383, 1971.
83. **Falthammar, C. G.**, „La Recherche", **28**, Nov., 1972.
84. **Ferraro, V. C. A.**, *Magnetisme solaire et cosmique*, Observatoire Royal, Belgique, 1950.
85. **Feynman, R. P.**, *Fizica Modernă*, vol. II., Ed. Tehnică, București, 1969.
86. **Fitch, V. L.**, „Phys. Rev. Lett.", **15**, 73, 1965.
87. **Fitch, V. L.**, „Comn. on Nucl. Phys.", **1**, 151, 1967.
88. **Flandern, van T.**, „Newsweek", July 7, 1975.
89. **Fok, V.A.**, *Teoria spațiului, timpului și gravitației*, Ed. Academiei R.S.R., 1962.
90. *Forschritte der Physik*, **15**, 269, 1967.
91. **Forș, N. N.**, DAN SSSR, t. 137, nr. 1, 154—157, 1961.
92. **Franck, L.A.**, *Critical Problems of Magnetospheric Research*, E.R. Lyer, Washington, 1972.
93. **Galilei, G.**, *Dialogo dei due sistemi del Mundo*, Florence, 1632.
94. **Galilei, G.**, *Sidereus Nuncius*, 1610.
95. **Gell-Mann, M.**, *Proc. of the Intern. Conf. of High-Energy Physics*, Interscience, New York, 1960.
96. **Glashow, S.L.**, „Phys. Rev. Lett.", **14**, 35, 1965.
97. **Goldreich, P.**, „Publ. of the Astron. Soc. of the Pacific", **87**, 737, 1972.
98. **Gordon, K.J.**, „Astrophys. J.", **169**, 235, 1971.
99. **Grave, R., Socolov, P.**, „Memoires Physiques", Academie de l'Ukraine, t.V., fasc. 1, 1926.
100. **Grossman, W.**, „Astronomische Nachrichten", Band 241, 1921.
101. **Grossman, W.**, „Zeitschrift für Physik", Band 5, 1921.
102. **Gunn Ross**, „Phys. Rev.", t. 41, 1932.
103. **Hanner, M.S. et al.**, „J. of Geophys. Res.", vol. 79, 25, 1974.
104. **Heisenberg, W.**, *Physique et philosophie*, Ed. Albin M., Paris, 1961.
105. **Hilgenberg, O. C.**, *Vom Wachsenden Erdball*, Berlin, 1933.
106. **Hilten, Van**, „Tectonophysics", **1**, 3, 1964.
107. **Hoyle, F.**, Voprosî Cosmogonii, vol. VII, Nauk. Akad. SSSR., 1960.
108. **Hughes, V.W.**, *Gravitation and Relativity*, W. A. Benjamin Inc., New York, 1964.

109. **Hubble, E.P.**, App. J., **64**, 321, 1926.
110. **Hubble, E.P.**, App. J., **71**, 231, 1930.
111. **Hubble, E.P.**, App. J., **97**, 112, 1943.
112. **Hultkvist, D.**, *Cosmiceskaia Geofizika*, Izd. Mir, Moskva, 1976.
113. **Ioffe, B.L., Okun, L.B., Rudik, P.A.**, „JETP", 32, 396, 1957.
114. *Istoria Generală a Științei* — vol. IV, Ed. șt. și encicl., București, 1976.
115. **Jordan, P.**, *Four Lectures about Cosmologie*, Inst. Gulbekian, Lisboa, 1964.
116. **Jordan, P.**, *Schwerkraft und Weltall*, Braunschweig, 1955.
117. **Kane, M.F.**, „Science", **175**, 74, 1972.
118. **Kennedy, G.C., Higgins, G.H.**, „J. Geophys. Res.", **78**, 900, 1973.
119. **Kolman, P.J., Smith. E.J.**, „J. Geophys. Res.", **71**, 19, 1966.
120. **Kreuzer, L.**, *Thesis ph. D.*, Princeton University, 1960.
121. **Landolt-Börsntein**, VI, vol. 1, Springer Verlag, 1965.
122. **Landau, L.**, *Thèorie des Champs*, Ed. Mir, Moscou, 1970.
123. **Landau, L.**, „Nucl. Phys.", **3**, 127, 1957, JETF, **32**, 407, 1957.
124. **Landau, L.**, *Mecanique des Fluides*, Ed. Mir, Moscou, 1971.
125. **Laplace, P.S.**, *Mecanique Célèste*, t.V., livre IV, 1846.
126. **Lee, T.D., Yang, N.D.**, „Phys. Rev.", **104**, 254, 1956.
127. **Lee, T.D., Oehme R., Yang, N.D.**, „Phys. Rev.", **106**, 340, 1957.
128. **Lee T.D.**, *Proc. of Conf. on Elementary Particles*, Oxford, 1965.
129. **Lee, T.D., Yang, N.D.**, „Phys. Rev.", **98**, 5, 1955.
130. **Lee, T.D., Yang, C.N.**, „Phys. Rev.", **5**, 1501, 1955.
131. **Le Verrier, U.**, Annales de l'Observatoire de Paris, t.V., 1859.
132. **Leuschner, A.O.**, „Publ. of the Astron. Soc. of Pacific", **10**, IV, 1907.
133. **Lyttleton, R.A.**, „Astrophys. and Space Science", **15**, 1972.
134. **Lyttleton, R.A., Bondi, H.**, Proc. Roy. Soc. (London), *A* 252, 313, 1959 (Exp. uiv. DC).
135. **Marsden, B.G.**, „Astronomical J.,", **72**, 2, 1970.
136. **Marsden, B.G., Sekanina, Z., Yeomans, D.K.**, „Astronomical Journal": **73**, 367, 1968; **74**, 720, 1968. **75**, 720, 1970; **76**, 10, 1971; **78**, 2, 1973.
137. **Marsden, B.G.**, *Periodic Orbits, Stability and Resonances*, D. Reidel Publishing Co., Holland 1970.
138. **Marx, G.**, „Fortschritte der Physik", **14**, 695, 1966.
139. **Matchiewicz, G.**, „Bull. Obs. Pulkovo", vol. 14, no. 6, 1935.
140. **Mc. Dougall**, „Nature", **199**, 1080, 1963.
141. **Mc. Kenzie, D.**, „Nature", **216**, 1967.
142. **Merleau-Ponty, J.**, *Cosmologia Secolului XX*, București, 1978.
143. **Miller, Dress, Ramsay**, „Phys. Rev. Lett.", **19**, 381, 1967.
144. **Milne, E.A.**, „Monthly Not. of Roy. Astr. Soc.", **4**, 77, 1950.
145. **Morgan, J.M.**, „J. Geophys. Res.", **73**, 1968.
146. **Mozer, F.Z., Gonzales W.D.**, „J. Geophys. Res.", **78**, 6784, 1973.
147. **Mozer, F.Z., et. al.**, „J. Geophys. Res.", **1**, 56, 1974.
148. **Mullan, D.J.**, „Science", *10 Aug.* 1973.
149. **Münk and Mc.Donald**, *The Rotation of Earth*, Cambridge University Press, Cambridge, 1960.
150. **Murray, B.**, Science, **179**, 173.
151. **Nadolschi, V.**, *Asteroizi și comete*, Ed. Albatros, București, 1971.
152. **Nagata, T.**, *Rock Magnetism*, Maruzen, Tokyo, 1961.
153. **Needham, J.**, *Science and Civilization in China*, Cambridge University Press, Cambridge, 1959.
154. **Néel, L.**, „Annals of Geophys.", **5**, 136, 1959.
155. **Norinder, H.**, „Ann. Geog.", Stockholm, 1921.
156. **Newton, R.R.**, „Astrophys. and Space Science", **16**, 179, 1972.
157. **Newton, I.**, *Principiile matematice ale filozofiei naturale*, Ed. Academiei R.S.R., București, 1956.
158. **Newcomb, S.**, *The Elements of the four inner Planets and Fundamental Constants of Astronomy*, London, 1895.
159. **Onicescu, O.**, *Mecanica invariantivă și cosmologică*, Ed. Academiei R.S.R., București, 1974.
160. **Onicescu, O.**, *Mecanica*, Ed. tehnică, București, 1969.
161. **Oort, J.H.**, Bull. of the Astr. Inst. of the Netherlands, **8**, 368, 1938.
162. **Opdyke, N.**, „Science", **154**, 1966.
163. **Öpik, E.J.**, *Nature et origines des comètes*, Univ. de Liège, 1966.
164. **Painlevé A.**, Comptes Rendus, t. 173, p. 886, 1921.
165. **Parker, N.**, *Interplanetary Dynamical Processes*, New York, 1960.
166. **Pauli, W.**, *Noyaux Atomiques*, Gauthier-Villars, Paris, 1965.

167. **Peeker, N.**, *Cours d'Astrophysique*, Gauthier-Villars, Paris, 1965.
168. **Peebles, T., Dicke R.H.**, „J. Geophys. Res.“, **67**, 4063, 1972.
169. *Physical Review*, **D 7**, 3563, 1973.
170. **Pichon, Le X.** „J. Geophys. Res.“, **73**, 1968.
171. **Piccardo, A., Kessler, E.**, „Arch. Sci. Phys. et Nat.“, **7**, 430, 1925 (Génève)
172. **Plăcințeanu, I.**, *Mecanica vectorială și analitică*, Ed. Tehnică, București, 1958.
173. **Pontikis, C.**, *Thèse de Doctorat*, Université Paris, IV, 1972.
174. **Porter, J.G.**, *Catalogue of Cometary Orbits*, London, 1961.
175. **Porter, J.G.**, *Comets and Meteors Streams*, London, 1952.
176. **Richter, C.F., Bugengate B.**, *„Landolt-Börnstein“*, Springer Verlag, vol. 3, Berlin, 1952.
177. **Roberts, M.S.**, „Science“, **183**, 371, 1974.
178. **Roberts, M.S.**, „Astrophys. J.“, **74**, 859, 1969.
179. **Roederer, J.G.**, „Science“, **183**, 4120, 1974.
180. **Roll, Krotkow, Dicke**, „Annals of Physics“, **26**, 442, 1964.
181. **Rostoker, G.**, „Rev. Geophys. and Space Phys.“, **10**, 157, 1972.
182. **Rosenfeld H.H.**, „Rev. Mod. Phys.“, vol. 43, no. 2, 1971.
183. **Rothe, J.P., Thellier, E., Jouaust R., Dauvillier A.**, *Problèmes de Geomagnétisme*, Paris, 1950.
184. **Rots, A.H.**, „Astron. Astrophys.“, **10**, 437, 1971.
185. **Runge, C.**, Matematische Ann., Band 85, 1922.
186. **Runcorn, S.K., et al.**, *Continental Drift*, Academic Pres, New York, 1962.
187. **Russel, H.N., Dungan, R.S., Stewart, J.Q.**, *Astronomy*, Ginn and Co., Boston, 1945.
188. **Russel, C.T., Mc.Pherron, R.L.**, „J. Geophys. Res.“, **78**, 1, 1973.
189. **Sachs, G.**, „Phys. Rev. Lett.“, **129**, 2280, 1965.
190. **Salam, A.**, „Il Nuovo Cim.“, **5**, 299, 1957.
191. **Sanger, P.**, „Comptes Rendus“, t. 183, Paris, 1926.
192. **Sandage, A.R.**, I.A.U. Symposium No. 15, New York, 1962.
193. **Sargent, W.L.**, „Applied Journ. Lett.“, **162**, **L** 155, 1970.
194. **Schuster, A.**, „Proc. Roy. Soc.“, **A 24**, 121, 1912.
195. **Schwartbach, M.**, Vvedenie v klimatologhiu, M.I.L., 1955.
196. **Sciama D.W.**, „Monthly Not. Roy. Astr. Soc.“, vol. 113, no. 1, 1953.
197. **Sciama, D.W.**, *The Unity of the Universe*, Doubleday, New York, 1961.
198. **Seinman, Iv.M.**, Biul. Vostocinoi Azii Mosk. t 29, 27—249, 1954.
199. **Shapiro, I.I.** *et. al.*, „Astronomical J.“, **76**, 588, 1971.
200. **Sitter, W.**, *On the Relativity of Inertia*, Koninklijke Academic van Wettenschappente, Amsterdam, 19, 1917.
201. **Sitter, W.**, *On Einstein's Theory of Gravitation*, MNRAS, 78, 1917—1918.
202. **Smilie, D.E., Marisinaha, L.**, „J. Geophys. Res.“, **73**, **7**661, 1968.
203. **Smith, E.J.**, *et al.*, „Science“, **4122**, 306, 1974.
204. **Stephenson, L.M.**, „Proc. Phys. Soc.“, **90**, 601, 1967.
205. **Sutherland, N.**, „Terr. Magn.“, **5**, 73, 1900; **8**, 49, 1903; **9**, 167, 1904; **13**, 155, 1908.
206. **Szebehely, V.**, Astron. J., **68**, 147, 1963.
207. **Swann, W.F.G.**, Phil. Mag., **3**, 1088, 1927; Astrophys. J., **133**, 733, 1961.
208. **Synge, A.**, *Relativity, The General Theorie*, Amsterdam, 1960.
209. **Teller, E., Richtmeyer M.**, „Phys. Rev.“, **12**, 1949.
210. **Thellier, P.**, „J. Geophys. Res. et Radium“, **12**, 1951.
211. **Thirring, W.E.**, Ann. Phys (SUA), **16**, **96**, 1961.
212. **Tisserand, E.**, „Comptes Rendus“, t. 110, 1890.
213. **Torò T.**, *Fizică modernă și filosofie*, Ed. „Facla“, Timișoara, 1973.
214. **Uyeda, S.**, „La Recherche“, vol. 3, 25, 1972.
215. **Vaucouleurs, G.**, *Sternsysteme*, Springer Verlag, 1959.
216. **Vestine, E.H., Laporte, L., Cooper, C.**, „Trans. Amer. Geophys. Union“, **27**, 814, 1946.
217. **Vestine, E.H.**, „Terrestr. Magn.“, vol. 49, no. 2, 1944.
218. **Ward, W.R.**, „Science“, **181**, 20, 1973.
219. **Wegener, A.**, *Die Entstehung der Kontinent und Ozeane*, Vieweg, Braunschweig, 1915.
220. **Weiszäcker, K.**, Zeitschrift für Astrophysik, vol. 22, 1944.
221. **Weiszäcker, K.**, Zeitschrift für Astrophysik, vol. 24, 1947.
222. **Weiszäcker, K.**, Astrophysical Journal, vol. 114, 1951.
223. **Westerhout C.**, „Brit. Astron. New“, **X 111**, 1151, 1956/1957.
224. **Weyl, C.**, Ann. der Physik, Band, 54, 1922.
225. **Whipple F.**, „Astrophysical J.“, vol. 3, no. 2, 1950.
226. **Whipple, F.**, „Astronomical J.“, 58, 100, 1953.
227. **Whipple, F.**, „Ann. of the New York Acad. of Science“, vol. 198, 28, 1972.
228. **Whipple, F.**, „Applied J.“, III **375**, 1950; II **113**, 464, 1951.
229. **Wilson, H.A.**, „Proc. Roy. Soc.“, **A 104**, 451, 1923.

230. **Wilson, C.T.R.**, „Proc. Roy. Soc.", **80**, 537, 908.
231. **Willy, L.**, *Observatorii cerului*, Ed. Tineretului, 1968.
232. **Wolfenstein, L.**, „CERN", Preprint, (249), **5**, 1965.
233. **Wurm. K.**, „Astrophysical J.", **89**, 312, 1939.
234. **Wu, C.S.**, *et. al.*, „Phys. Rev.", **105**, 1413, 1957.
235. **Wyse-Mayall**, „Applied J.", **95**, 248, 1942.
236. **Zsako, I.**, *Chimie Fizică*, Ed. Didactică, București, 1973.
237. **Zwicky, F.**, „Astron. and Ap.", **5**, 267, 1967.
238. **Yukutake, T.**, „Bull. Earthquake Res.", Univ. Tokyo, vol. 40, 1962.

GI

(PI

Th
and its
but int
Th
which
variant
"Coper
the pri
in unit
festatio
simplif
make
the hea
cosmic
accura
Th
is that
model
of "Sy
plistic
by a
· Th
induct
Th
ralize
far, as
(excep
physic
outline
the ac
Th
menta
this "
mover
radiot
T
related
the in
first *g*
sidered

GRAVITATION

(Pleading for a New Theory of Gravitation)

The present monography dedicated to the gravitational phenomenon and its many implications, may be — in principle — divided into three distinct but interdependent parts.

The first part presents in a rather chronological sequence the way in which the actual theory of gravitation (in its Newtonian and relativistic variants) was derived from that fundamental physical model called the "Copernican System of the World". Here are analysed — in a critical manner — the principles and the mathematical formalism of the theory which succeeded in unifying in a neat and coherent conceptual system the various manifestations of the gravitational phenomenon as well as its restrictive and oversimplifying hypotheses, the mathematical artifices to which it was bound to make recourse, its brilliant successes in describing the observed motions of the heavenly bodies, as well as its failures in interpreting in detail the same cosmic motions, failures more strikingly revealed by the ever increasing accuracy of the modern scientific investigation methods.

The conclusion which results from this first part of our monography is that the actual theory of gravitation, deduced from an antiquated physical model — the Copernican model — which no longer fits the modern concept of "System of the World", and which seems eclectic today, physically simplistic and inefficient from a practical point of view, must be replaced by a new and more complete theory of gravitation.

The second part of the monography is dedicated to working out, on an inductive basis, a general outline of such a new theory.

The deductive method used in the different modern attempts to generalize or even overgeneralize the actual theory of gravitation cannot lead too far, as it has already been proved, since such a method implicitly assumes (except the case when different fields or *a priori* metrics lacking suitable physical basis are introduced *ad hoc*) the same oversimplified Keplerian outline of the Copernican "System of the World" which lies at the basis of the actual theory of gravitation.

Therefore, in the present monography we have discarded this funda-, mental physical model, and we have replaced it by another one, the Galaxy, this "true constitutive cell of the universe" whose structure and internal movement are discovered today by means of the modern telescopes and radiotelescopes.

The laws of Physics depend on the scale of the phenomena they are related to. Accordingly, the new theory of gravitation which results from the interpretation of the intragalactic movement, and which we called at first *gravitovortex*, entirely differs from the actual theory, which is to be considered as a particular case and at the same time, a first approximation of

the gravitovortex. On a more general plane, the new theory represents a synthesis of Newton's and Descartes' irreductible fundamental and known concepts.

The inertial Galilean systems, in which Newton's theory is valid and whose class was only "enlarged" by Einsteins theory of relativity, are naturally and fully generalized in the gravitovortex without making use of the restrictive condition of the general relativity, the one of the equality of the inert mass to heavy mass.

The solar system described by gravitovortex is no longer a rigid and void space, but a continuously changing *plenum*. The planets are no more simple material points without dimensions and therefore without self-rotating movement, doomed to eternally move on the same quasicircular orbits, but evoluting bodies with real dimensions (the gravitovortex radius which represents a generalization of the relativistic gravitational radius) which perform complex movements on open trajectories slowly moving away from the Sun, in accordance with the observed expansion of the universe.

The third part of our monography is dedicated to the presentation of a large number of cosmic and laboratory phenomena which confirm the non-conventional conclusions of the new theory, in other words, it is dedicated to presenting the possibilities offered by the gravitovortex to explain a large number of physical phenomena which cannot be explained by the actual theory of gravitation. A series of so called residues of the planetary movements such as the advance of the perihelion, the advance of the nodal line, the "non-gravitational" variation in the obliquity of the ecliptic etc, the spin-orbit coupling, the "repulsive" movement of the cometary nodosities, the slowing down of the self-rotation motion, the disident movement of the comets, asteroids, bolides and meteorites, etc. are explained, in a coherent and unitary way.

We paid special attention in checking the new theory under the very accurately known conditions of the planet Earth.

The image provided by gravitovortex for the geophysical conditions we live in, though a strictly coherent image and entirely in harmony with observed data is, at the same time, a wholly non-conventional image.

This is the reason why the author wished the preface to be written by a wellknown specialist, Mr Liviu Constantinescu, professor at the University of Bucharest, member of the Romanian Academy, Vicepresident of the International Union of Geodesy and Geophysics, and of the European Committee of Seismology.

The author hopes that the impact produced on the reader by such a non-conventional representation of our daily realities, so to say, and which provides a direct confirmation of the most important practical conclusions of the new theory, will be as much as possible attenuated.

In fact the monography is divided into twelve chapters, and the content of each chapter shall be briefly presented though it inevitably leads to an incomplete and rather distorted presentation.

Chapter 1 entitled "A Two Millenia History in Several Words" presents, in fact, the pre-history of the theory of gravitation following the evolution of human representation of the cosmic movement of the planets, the Sun and the Earth, stress being laid on Ptolemy's, Copernicus', Tycho Brahe's and Kepler's works. Their works were to lead to what was later called the "Copernican System of the World", the one which was to represent the fundamental physical model on which is based — one way or another — the actual theory of gravitation and its several variants, more or less up-to-date.

Chapter 2 entitled "Newton's Theory of Gravitation" presents the way in which Newton deducted his law of "universal" gravitation from the over-simplified sketch of our solar system described by Kepler in his wellknown three laws, the mechanism of the gravitational movement according to Newton's theory (by pointing out the important role of the centrifugal forces which the theory cannot explain) and the generalization of Newton's law of gravitation according to Laplace-Poisson equation.

In Chapter 3 entitled "Checking the Newtonian Theory of Gravitation" we insist, especially, on the failures of this theory, some of which were quite clear to Newton himself, and others which were later revealed. Paragraph 3.1. "A Practical Difficulty of Large Theoretical Implications" shows how direct application of the law of gravitation, in the case of planetary movement, leads to unacceptable discrepancies related to the observed movement, and how in order to correct this embarrassing situation, Newton was forced to invent the wellknown mathematical artifice of the movement around the "fixed point in the universe", on which occasion he had to postulate all his absolutes (absolute rest, absolute movement, absolute space, etc.), incorporating them in his theory, in axioms and definitions. It is the moment of "*a priori* favouring of the Galilean systems of reference in the Newtonian theory of gravitation", which were later to clearly mark, the principial limits of the theory and which were to be the main objection to the theory.

The other paragraphs analyse the practical quantitative limits of the theory, as resulted from the works of Le Verrier (the revelation of the residual advance of the perihelion of the planet Mercury), from the works of S. Newcomb (which led to the discovery of a great number of discrepancies between the theory and observed data, and which are contained in his wellknown Table of Secular Inequalities) and those of many others.

The different attempts that were made along the years to correct (again) Newton's law of gravitation are also presented here.

Chapter 4 entitled "Einstein's Theory of Relativity" presents the best known of all these attempts. Paragraph 4.1. shows that the theory of relativity does not in fact generalize Newton's theory of gravitation but only the Newtonian mathematical artifice and as a consequence, in spite of its title, the theory is based on the same Newtonian absolutes which are unanimously criticised. Paragraph 4.2. "Prelude to the Theory of Relativity" analyses a series of basic papers and experiments in the historical context of the end of the nineteenth century, insisting on H. A. Lorentz's works, and especially on those which led to his group of transformations. Paragraph 4.3. presents "The Special Theory of Relativity" critically analysing at first the "Principles of the Theory" (section 4.3.1) and their real physical significance, and then "The Mathematical Formalism of the Theory" (Section 4.3.2) to the extent we thought necessary. According to the same method "The General Theory of Relativity" is presented in Paragraph 4.4. ("Principles and Methods" in Section 4.4.1. and the "Mathematical Formalism" in Section 4.4.2. and Appendix).

We insisted on the Schwarzschild's solution for the relativistic field equations, which allows us to trace, according to theory, the planetary movements and on the corrections which the general relativity brings to these movements, retaining the advance of the perihelion as the only significant correction.

Paragraph 4.5 entitled "A Non-Conclusive Test; Advance of the Perihelion" demonstrates that this residue of Newtonian planetary movement "the most sure of all experimental confirmations of the general theory of relativity", the one which was the glory of the theory more than half a century ago,

can no longer be a test with the possibility of discriminating among the different post-Newtonian theories, since the explanation to this residue can be obtained from a double infinity of theories of the "classical type".

Any new and viable theory of gravitation should answer a much larger number of unsolved problems raised by the daily practice and scientific investigation.

In Chapter 5 entitled "A Critical Look on the Classical Theories of Gravitation", the internal fundamental failures, the inherent difficulties and limits of these theories (§5.1.) as well as their failures in explaining many of the "details" of the observed movement of the heavenly bodies (§ 5.2). are synthetically analysed. In this last paragraph a whole series of uncertainties and residues of the planetary movements which cannot be explained by the actual theories (the incoherence of the system of planetary masses, and the values of the solar paralaxis, the advance of the nodal line,, the disident movement of the Moon, the disident movement of the comets bolides, meteorites and astereids, etc.) are presented. Practically none of the planets of the solar system can be observed to move on a trajectory calculated according to the existing theories, and thus new incongruities spring up, as the investigating methods are continuously improved.

Once significantly increasing the scale of observation, the value of such discrepancies rapidly grows.

At the level of the Galaxy, for instance, the failure of the actual theory is complete; the galactic nucleus possesses only 1% of the required mass according to the theory, the movement observed is non-Keplerian and non-geodetical, etc.

The self-evident conclusion is that the failures of the actual theory of gravitation have a plausible explanation in that the "Copernican System of the World", from whose movement this theory was derived, being an wholly particular system, could not lead to working out a theory "of absolute and universal validity.

In addition, this system described by its Keplerian sketch is oversimplified and corresponds to the data about the solar system four hundred years old. The problem arising is that of working out a new and more efficient theory of gravitation on the basis of a fundamental physical model, much closer to our modern concept of the "System of the World".

Chapter 6 entitled "A More Complete Physical Model for a New Theory of Gravitation: The Galaxies" presents these "islands of the universe" as Hubble called them, which the modern telescopes detect by billions all over in the outer space, and to which mankind has become aware by the third decade of the twentieth century.

The Chapter contains the following paragraphs:

6.1. New Instruments, New Results
6.2. Classification and Structure of the Galaxies
6.3. Internal Dynamics of the Galaxies
6.4. Some Preliminary Conclusions

and from this last paragraph we quote:

"Man does not invent Nature, he is only trying to physically and mathematically picture it, that is to understand it, on the basis of the experimental data and observations provided by the different phenomena which are accesible to him at a certain moment. The scale of these phenomena inexorably determines the limits of such a physical or mathematical representation. History of science does not know exceptions from this point of view . . . If man

would have always sailed between Beyruth and Gibraltar, probably he might have never come to realize that Ptolemy's theory was wrong . . . Since 1942 the universe of mankind has acquired a new scale, that of the Galaxies, whose values have been calibrated by Hubble. This is a giant leap forward equal, at least, to the one which marked the passing from the Mediterranean universe to Copernicus' heliocentric universe. This qualitative leap was not reflected on the conceptual level . . . In the following we shall try to push this physical model, revealed by the Galaxies, up to its gravitational consequences, to which — at a first approximation — corresponds the mathematical model which we called gravitovortex".

In Chapter 7 entitled "An Adequate Mathematical Model: the Gravitovortex Field" the principles and the mathematical formalism of the new theory are worked out. The premises and its physical implications (especially the possibility of fully generalizing the inertial systems) within the following paragraphs are also analysed:

7.1. Premises. Definition of the Field and Status Equations
7.2. Structure of the Field and Movement in a Whirl
7.3. The Movement of the Bodies in a Whirl
7.4. A Natural and Full Generalization of the Inertial Systems of Reference
7.5. The Law of Forces and the Structure of the Field and Movement in the Gravitovortex
7.6. The General Differential Equation of Movement in the Gravitovortex

Chapter 8 entitled "Planetary Movement in the Gravitovortex" contains the following paragraphs:

8.1. The Cartesian Image of Movement in the Solar System.
8.2. Eliptical Movement: Three Remarkable Corrections
8.3. A New "Solar" Constant
8.4. Gravitovortex Radius
8.5. Other Novel Effects of the Gravitovortex Forces in the Circumsolar Space
8.5.1. The General Mechanical Effects in the Movement of the Planets and Satellites
8.5.2. The Solar Gravitovortex Field and Cosmic Radiation
8.5.3. The Slowing-down in Earth's Rotation Movement.

Here, the general equations of the gravitovortex are applied to the actual conditions of the movement in the circumsolar space. The result is not only a series of significant and verifiable corrections of the movement, according to the actual theory of gravitation, or a series of new interpretations and explanations of certain phenomena truly observed within this space (as for instance, cosmic radiation), but also new theoretical concepts, such as the concept of gravitovortex radius, which depends not only on the mass of the respective body but also on its rotational speed around its own axis.

In Chapter 9 entitled "The Variational Principle, the Gravitovortex and the Universal Gravity Constant" other theoretical and physical non-conventional implications of the gravitovortex are discussed, especially the variation (and not the decrease !) in time and space of the gravitational "constant" and its consequences, such as the non-geodetic movement and the expansion — contraction movement (non-relativistic !).

The Chapter contains the following paragraphs:

9.1. Generalization of the General Theory of Relativity: the Scalar Tensorial Theory of Gravitation

9.2. The Gravitovortex and the Modern Theories of Gravitation
9.3. The Gravitational "Constant" an Essentially Cosmic Entity
9.4. A Natural Generalization of Lagrange's Function of Movement and of Variational Principle
9.5. Mechanics with Variable G
9.5.1. Experiments of the Eötvös Type and the Non-Geodetic Movement
9.5.2. The Consequences of the Variable G in the Gravitational Movements
9.5.3. Conservation of Movement Energy an Especially Particular Case of Gravitational Movement
9.5.4. Expansion — Contraction Movement and Infringement of the Kinetic Momentum Conservation Law

Chapter 10 entitled "The Unusual Movement of Comets, Bolides, Meteorites and Asteroids", dedicated to explain by means of the new theory of gravitation, the gravitovortex, a large number of phenomena and disident movements related to the actual theory, connected to the fine structure of the movement in the circumsolar space, contains the following paragraphs:

10.1 Failures in Series of the Actual Theory of Gravitation
10.2. Cometary Physics, Non-Gravitational Forces and Ptolemy's Epicycles
10.3. The Deviation from the Standard Movement of the Comets and the Gravitovortex Corrections
10.4. New Spectacular Effects of the Differentiated Movement
10.4.1. Stability of the Movement in Gravitovortex
10.4.2. The Fine Observed Structure of the Gravitational Movement in the Circumsolar Space, a Large Scale Confirmation of the Gravitovortex

In Chapter 11 entitled "Gravity and Electricity" the electromagnetic nature of the "additional" forces implied by [gravitovortex is demonstrated. The direct relationships between the gravitational forces and the electromagnetic ones are also established, re-evaluating on this basis the new and ancient representations about the intraatomic movement. This Chapter contains the following paragraphs:

11.1. The Nature of the Additional Interaction of the Gravitovortex
11.2. Same Causes, Same Effects
11.3. The Fifth Force

This Chapter is intended to be a first significant step towards a unified field theory.

The last Chapter of the monography entitled "Gravitovortex and the Planet Earth" is dedicated to interpreting, by means of the new theory, the gravitovortex, a large number of "terrestrial" phenomena and movements inaccesible to the actual theory of gravitation.

Paragraph 12.1 entitled "Earth's Expansion" includes the following sections:

12.1.1. Evolution of Certain Concepts
12.1.2. A Normal Cosmic Phenomenon: Earth in Expansion
12.1.3. Geological Reconstitutions;
12.1.4. Geogeny and Celestial Mechanics;

here are discussed the continental drift, ocean bed expansion, Earth's expansion etc., in their interdependence with the simultaneous expansion of Earth's circumsolar orbit and Earth's rotational speed slowing-down around its own axis within the spin-orbit coupling.

The initial stages of Earth's movements are reconstructed, its initial orbit being somewhere inside Mercury's actual orbit, as well as the initial size (an approximative radius of 4,000 km) and the physical mechanisms according to which such phenomena may happen.

In the actual theory of gravitation a given planet and the Sun itself represent not only simple material points, but these material points should also be electrically neutral, that is, they should have no electric charges. If such charges existed, they (and their movement) would induce additional interactions of the electromagnetic type between the Sun and the planets, or among the planets themselves, interactions completely ignored by the actual theory of gravitation.

According to gravitovortex, such "additional" interactions among the bodies which make up the solar system, and in general, among the material bodies really exist and can be directly put into evidence; any body of mass m possesses an electric charge e given by the equation $e = \sqrt{G}\, m$, in which G is the gravitational constant.

Paragraph 12.2 entitled "Geoelectricity" is dedicated to the terrestrial checking of the conclusions of the gravitovortex, resulted from the analysis of the cosmic movement of the planet Earth: the additional forces which bring about the advance of the perihelion and other unusual effects which can be identified and measured directly from Earth.

The gradient of the geoelectric potential, the electric charge it implies, the mechanism of maintaining it, variations (diurnal, seasonal and annual) of the geoelectric field, and its connection to the interplanetary field are also analysed.

The planetary meteorological phenomena are also discussed here and it is demonstrated that the geoelectric field is the cause and not the effect of these meteorological phenomena.

Paragraph 12.3. entitled "Geomagnetism" consists of the following sections:

12.3.1. The Observed Structure of Earth's Magnetic Field and its Present Day Interpretation

12.3.2. The Gravitovortex Image of Earth's Magnetic Field

12.3.3. Mechanical Consequences of the Spin-Orbit Coupling: Non-Gravitational Variation of the Obliquity of the Ecliptic and Some Other Residues of the Newtonian Planetary Movement

12.3.4. Terrestrial Implications of the Spin-Orbit Coupling in the Gravitovortex Planetary Movement

These paragraphs present the new image of the geomagnetic phenomena and their planetary implications against modern theories of geophysics, on a comparative basis.

As a conclusion to this brief presentation of our monography, we should point out that it was not our intention to work out an academic paper whose mathematical formalism would have allowed us to preserve a rather detached attitude towards the problem under discussion, but on the contrary, we thought to reduce, within our powers, all these problems to their basic element free of hypotheses and mathematical artifices more or less usual, that is to reduce them to phenomena, and considering all risks implied by such a task — to analyse them from our own point of view and to suggest those solutions which we thought are self-evident.

CUPRINS

Redactor: VIRGIL SPULBER
Tehnoredactor: CONSTANTIN IORDACHE

Coli de tipar; 44,25. Bun de tipar: 24.05.1982.



Tiparul executat sub comanda nr. 854 la
Intreprinderea poligrafică „13 Decembrie 1918".
str. Grigore Alexandrescu nr. 89-97
București
Republica Socialistă România

În sfîrșit, ultima treime a lucrării de față este dedicată analizei modului în care noua teorie este capabilă să interpreteze corect fenomenul gravitațional în nesfîrșitele sale aspecte concrete, de la mișcarea intraatomică pînă la mișcarea galaxilor, dar, în mod special, aspectele sale terestre, care prezintă un interes deosebit datorită aplicațiilor largi pe care le au în viața noastră cea de toate zilele.

Imaginea coordonată a naturii înconjurătoare, care rezultă conform cu noua teorie a gravitației, diferă profund de imaginea convențională; în consecință, lucrarea de față, este o încercare temerară de a reconsidera, dintr-un punct de vedere inedit, una dintre manifestările fundamentale ale naturii, gravitația.

Ioan N. Popescu

GRAVITAȚIA



Editura științifică și enciclopedică

Ioan N. Popescu

GRAVITAȚIA



O treime din această lucrare este dedicată prezentării critice a teoriei actuale a gravitației (în varianta sa newtoniană și relativistă), care își are sorgintea în sistemul copernican al lumi, a triumfurilor și eșecurilor acestei teorii în interpretarea mișcării observate a aștrilor și a altor fenomene gravitaționale.

Următoarea treime este dedicată prezentării unei noi teorii, în întregime originală, a gravitației - gravitovortexul - al cărui model fizic fundamental nu îl mai constituie sistemul nostru solar, ci galaxia, această entitate fundamentală a naturii, pe care observațiile astronomice o revelează a fi adevărata celulă constitutivă a universului.

545 mm

70 mm | 180 mm | 45 mm | 180 mm | 70 mm

55 mm | 190 mm | 245 mm

În sfîrşit, ultima treime a lucrării de faţă este dedicată analizei modului în care noua teorie este capabilă să interpreteze corect fenomenul gravitaţional în nesfîrşitele sale aspecte concrete, de la mişcarea intraatomică pînă la mişcarea galaxiilor, dar în mod special, aspectele sale terestre, care prezintă un interes deosebit datorită aplicaţiilor largi pe care le au în viaţa noastră cea de toate zilele.

Imaginea coordonată a naturii înconjurătoare care rezultă conform cu noua teorie a gravitaţiei diferă profund de imaginea convenţională. În consecinţă, lucrarea de faţă este o încercare temerară de a reconsidera, dintr-un punct de vedere inedit, una dintre manifestările fundamentale ale naturii – gravitaţia.

Ioan N. Popescu

GRAVITAŢIA



Editura ştiinţifică şi enciclopedică

Ioan N. Popescu

GRAVITAŢIA

O treime din această lucrare este dedicată prezentării critice a teoriei actuale a gravitaţiei (în varianta sa newtoniană şi relativistă), care îşi are originea în sistemul copernican al lumii, a triumfurilor şi eşecurilor acestei teorii în interpretarea mişcării observate a aştrilor şi a altor fenomene gravitaţionale.

Următoarea treime este dedicată prezentării unei noi teorii, în întregime originală, a gravitaţiei – gravitovortexul, al cărui model fizic fundamental nu îl mai constituie sistemul nostru solar, ci galaxia, această entitate fundamentală a naturii, pe care observaţia astronomică o revelează a fi adevărata celulă constitutivă a universului.

